

N^o D'ORDRE :

28

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{me} L. AVAN (MADELEINE FAUNY)

1^{re} THÈSE. — INTERACTIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DES MÉSONS μ
AUX GRANDES PROFONDEURS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 octobre 1956 devant la Commission d'examen.

MM. M. SCHERER..... *Président.*

M. MORAND.....

A. COLOMBANI...

P. LE ROUX.....

} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1958

N^o D'ORDRE :

28

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{me} L. AVAN (MADELEINE FAUNY)

1^{re} THÈSE. — INTERACTIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DES MÉSONS μ
AUX GRANDES PROFONDEURS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 octobre 1956 devant la Commission d'examen.

MM. M. SCHERER *Président.*

M. MORAND }

A. COLOMBANI ... } *Examineurs.*

P. LE ROUX }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1958

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Doyen : M. F. MOREAU

Assesseur : M. LOZAC'H

Personnel enseignant :

Professeurs :

MM. DANGEARD	(Géologie et Paléontologie).
SCHERER	(Physique générale).
LOZAC'H	(Chimie générale).
APERY	(Calcul différentiel et calcul intégral).
PAILLOUX,	(Mécanique rationnelle).
JACQUET	(Microbiologie).
BOCQUET	(Zoologie).
COLOMBANI	(Physique).
Mme WALTER-LÉVY	(Chimie).
MM. PITOT	(Botanique).
LE ROUX	(Physique appliquée).
REY	(Zoologie).
BACHELET	(Chimie générale).

Maîtres de Conférences :

VIALLE	(Chimie organique et biologique).
COJAN	(Physique).
CAMPBELL	(Mathématiques).
SCHNELL	(Botanique).
GRAFF	(Chimie).
ROMANET	(Chimie).
PHAM	(Mathématiques).
Mme LE ROUX	(Zoologie).

Chefs de Travaux :

Mme R. CHAUVENET	(Chimie).
MM. MESLIN	(Botanique).
PAREYN	(Géologie).
MABBOUX-STROMBERG ..	(Physique).
LEGRAND	(Chimie).
SAUDRAY	(Zoologie).
MOLLIER	(Chimie).
AVAN	(Physique).

Assistants :

Mlle THIEULIN	(Chimie).
M. MARIE	(Physique).
Mme GHINEA	(Mathématique).
MM. DOGUET	(Botanique).
HAMELIN	(Physique).
BOULLARD	(Botanique).
Mme STEEG	(Microbiologie).
Mlle LEMAITRE	(Géologie).
Mme BAUDUIN	(Zoologie).
MM. SAUSSEY	(Zoologie).
THUILLIER	(Chimie).
MILLIARD	(Physique).
QUINIOU	(Chimie).

A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR SCHERER

En témoignage de ma profonde gratitude

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA FAMILLE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

J'ai réalisé cette étude en collaboration avec mon mari Louis Avan, sous la direction de M. le Professeur Scherer, au Laboratoire de Physique de l'Université de Caen. M. le Professeur Scherer a toujours guidé avec une bienveillante attention mes recherches sur la composante électro-photonique du rayonnement cosmique sous terre. Je tiens à lui exprimer ma vive reconnaissance.

M. le Professeur Morand m'a encouragée dans la même voie. Je le prie de croire à ma profonde gratitude.

Je remercie M. le Professeur Leprince-Ringuet, Membre de l'Institut, dont les conseils m'ont permis d'approfondir et de préciser certaines données de mon travail.

Cette étude n'aurait pas été possible sans l'appui de la Direction et des Ingénieurs des Mines de fer de May-sur-Orne et sans l'aide efficace et spontanée des mineurs du fond, pendant toute la durée des expériences. Je voudrais leur dire ma reconnaissance.

J'ai accompli un stage de 2 mois au Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Bruxelles, en 1952. Je remercie spécialement M. G. Dilworth-Occhialini et M. G. Vanderhæghe qui m'ont fait bénéficier de leur expérience dans le domaine du rayonnement cosmique.

Je remercie tous ceux qui, à des titres divers, se sont intéressés à mes recherches : MM. les Professeurs Colombani, Le Roux, Pailloux, de la Faculté des Sciences de Caen, M. le Professeur K. Greisen, de l'Université de Cornell (U. S. A.), M. le Professeur S. Hayakawa, de l'Université d'Osaka (Japon) et les Physiciens du Laboratoire de Physique de Caen.

Je ne voudrais pas oublier la Direction et le personnel du Laboratoire de Haute Montagne du Jungfraujoch, où j'ai séjourné en août 1952, et le Docteur Waller de la maison Ilford, qui nous a fourni les émulsions nucléaires en « gel ».

Je remercie enfin le Centre National de la Recherche Scientifique, qui m'a accordé une allocation de recherches depuis 1953.

INTERACTIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DES MÉSONS μ AUX GRANDES PROFONDEURS

Par Mme L. AVAN

INTRODUCTION

Je me propose, dans le présent travail, d'effectuer une analyse détaillée de trois types d'interactions électromagnétiques des mésons μ sous terre :

Création d'électrons de collision.

Rayonnement de freinage.

Création directe de paires négaton-positon.

1) La nature spécifiquement coulombienne du méson μ est parfaitement établie. Toutefois les recherches récentes sur la création des mésons μ en paires (Université de Stanford) montrent que les problèmes liés à cette nature coulombienne restent largement ouverts. Il semble indispensable, dans le cadre d'une recherche plus générale, de définir, avec le maximum de précision, les sections efficaces expérimentales d'interaction des mésons μ dans le domaine des très grandes énergies. L'étude des interactions électromagnétiques des mésons μ aux grandes profondeurs offre dans ce sens un intérêt exceptionnel.

2) Un autre problème, également intéressant, est lié à la définition des caractères (fréquence, spectre d'énergie, distribution angulaire) de la composante molle du rayonnement cosmique sous terre.

La technique utilisée est celle des émulsions nucléaires, coulées, exposées et développées sous terre suivant la méthode décrite dans la thèse de L. Avan (2) sur « La composante pénétrante du rayonnement cosmique aux grandes profondeurs ».

Les expériences ont été réalisées à trois profondeurs différentes dans les mines de fer de May-sur-Orne, soit en mètres d'eau :

$$\begin{aligned}h_1 &= - 300 \text{ m d'eau,} \\h_2 &= - 580 \text{ m d'eau,} \\h_3 &= - 1\,280 \text{ m d'eau.}\end{aligned}$$

CHAPITRE PREMIER

Création d'électrons de collision par les mésons μ sous terre.

§ 1. — Introduction.

La collision d'un méson μ relativiste de masse M , de charge e et de vitesse $v = \xi c$, avec un noyau atomique est caractérisée par le paramètre d'impact : distance de la trajectoire du méson μ au noyau cible.



Fig. 1.

1° Lorsque le paramètre d'impact est supérieur aux dimensions atomiques, l'énergie transférée dans une seule collision est relativement faible et l'ionisation peut être calculée à partir de la méthode de Williams-Weizsäcker : absorption photoélectrique de la radiation virtuelle équivalente (39). Les photo-électrons émis ont une énergie cinétique trop faible et ne peuvent produire d'ionisation ultérieure.

2° Lorsque le paramètre d'impact est inférieur aux dimensions atomiques, les électrons de collision ont une énergie suffisante pour donner lieu à une ionisation secondaire.



Fig. 2.

La figure 2 représente la création d'un électron de collision par un méson μ relativiste, telle qu'elle se présente dans les émulsions Ilford G₅.

L'application des lois de conservation (énergie et moment) permet

de déterminer l'énergie cinétique W de l'électron créé en fonction du moment p du méson μ incident et de l'angle α d'émission (38) :

$$W = \frac{2m_e c^2 \cdot p^2 c^2 \cos^2 \alpha}{m_e c^2 + (p^2 c^2 + M^2 c^4)^{1/2} \{2 - p^2 c^2 \cos^2 \alpha\}}$$

α : angle de la trajectoire initiale du méson μ avec l'électron émis.

Dans le cas d'un choc de plein fouet $\alpha = 0$ et W prend sa valeur maximum, soit pour $Mc^2 \ll E$:

$$W_{\max} = 2m_e c^2 \cdot E^2 / M^2 c^4 + m_e^2 c^4 + 2m_e c^2 \cdot E.$$

Dans le cas de mésons μ extrêmement relativistes, l'énergie maximum transférable dans un choc unique s'écrit, compte tenu des valeurs de $m_e c^2$ et Mc^2 :

$$W_{\max} = (E^2/E + 11,5) \cdot \text{BeV}.$$

E étant l'énergie totale du méson μ exprimée en BeV.

§ 2. — Section efficace théorique de production d'électrons de collision par les mésons μ .

Comme il s'agit de faibles paramètres d'impact, le spin joue un rôle fondamental.

Pour une particule de masse M , de spin $1/2$ et de moment magnétique normal $\mu_0 = e\hbar/2Mc$ (particule de Dirac), la section efficace différentielle de production d'électrons de collision dont l'énergie cinétique est comprise entre W et $W + dW$ a été calculée par Bhabha, Massey et Corben (14) :

$$\Phi(E, W) \cdot dW = \frac{2Cm_e c^2}{\zeta^2} \left\{ 1 - \zeta^2 \frac{W}{W_{\max}} + \frac{1}{2} \left(\frac{W}{E} \right)^2 \right\} \cdot \frac{dW}{W^2}$$

où :

$$C = N \frac{Z}{A} r_0^2;$$

Z, A se rapportent à la substance traversée ;

N est le nombre d'Avogadro ;

$r_0 = e^2/m_e c^2$ est le rayon classique de l'électron.

C représente ainsi la « surface totale » recouverte par les électrons contenus dans 1 g. chacun étant assimilé à une sphère de rayon r_0 .

D'autre part le spectre différentiel des mésons μ relativistes sous le sol est décrit (Euler et Heisenberg) par une loi de puissance de la forme :

$$N(E) \cdot dE = (\gamma - 1) E_0^{\gamma-1} \cdot dE / (E + E_0)^\gamma. \quad (25)$$

E_0 représente la perte d'énergie correspondant à la traversée de l'épaisseur de roche; $(\gamma - 1)E_0^{\gamma-1}$ est le facteur de normalisation.

L'exposant γ du spectre différentiel des mésons μ sous terre peut être déduit des résultats indiqués dans la thèse de L. Avan (2).

En faisant le produit des deux expressions $\Phi(E, W)dW$ et $N(E).dE$, et après intégration sur le spectre des mésons μ , on obtient le spectre différentiel $\Phi(W)dW$ des électrons de collision *créés dans les émulsions* (Nous avons divisé la section efficace différentielle de Bhabha, Massey et Corben par NZ/A , ce qui revient à exprimer la section efficace différentielle en centimètres carrés/électron).

$$\Phi(W).dW = \frac{\pi r_0^2}{1000} \cdot (\gamma - 1) E_0^{\gamma-1} \left[\int_{(E)_{\min}}^{\infty} \left\{ 1 - \frac{W(E + 11,5)}{E^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{E^2} \right\} \frac{dE}{(E + E_0)^\gamma} \right] \cdot \frac{aW}{W}$$

la limite inférieure d'intégration, pour une valeur donnée de W , est solution de l'équation :

$$W = \frac{E^2}{E + 11,5} \text{ correspondant au choc de plein fouet, soit :}$$

$$(E)_{\min} = \frac{1}{2} (W + \sqrt{W^2 + 46W})$$

$$\Phi(W)dW = \frac{\pi r_0^2}{1000} \cdot (\gamma - 1) E_0^{\gamma-1} \cdot \frac{dW}{W^2} \cdot I(W)$$

avec :

$$I(W) = \int_{(E)_{\min}}^{\infty} \left\{ \left(1 - \frac{W(E + 11,5)}{E^2} + \frac{1}{2} \frac{W^2}{E^2} \right) \right\} \frac{dE}{(E + E_0)^\gamma}$$

on peut également intégrer par rapport à W et calculer ainsi la section efficace intégrale de production d'électrons de collision d'énergie supérieure à W soit $\Phi(>W)$.

Nous verrons dans la suite comment se modifient ces expressions dans le cas d'électrons créés hors des émulsions (§ 5).

Remarque : contribution du moment magnétique anormal du méson μ .

— La section efficace de Bhabha, Massey et Corben a été établie dans le cas d'un moment magnétique normal du méson μ : $\mu_0 = e\hbar/Mc$ (particule de Dirac). Dans l'hypothèse d'un moment magnétique $(1 + \delta)\mu_0$, Peaslee et Fowler (26) ont évalué l'influence du terme anormal $\delta\mu_0$ sur la section efficace de production d'électrons de collision, compte tenu de la dimension finie du méson. Ils démontrent que, pour des énergies extrêmement relativistes et $\delta \approx 10$:

$$\frac{\sigma_{\delta}}{\sigma_{\text{normal}}} \sim \frac{1}{200}$$

la section efficace σ_2 due au moment magnétique anormal apparaît ainsi négligeable.

La création d'électrons de collision par les mésons μ sous terre, étant donnée la précision statistique de la détermination de σ , s'interprète donc uniquement en fonction d'un moment magnétique normal des mésons μ . Inversement, *l'étude expérimentale des électrons de collision ne peut fournir d'information sur l'ordre de grandeur de δ .*

§ 3. — Étude expérimentale des électrons de collision créés dans les mésons μ relativistes dans les émulsions exposées sous terre.

Pour écarter autant que possible les événements qui ne représentent pas la création d'électrons de collision (par exemple création d'une étoile $2p$ sans trace d'évaporation) il est indispensable de vérifier, dans tous les cas où de bonnes mesures de diffusion coulombienne sont réalisables, la corrélation (E, W, α) donnée par l'application des lois de

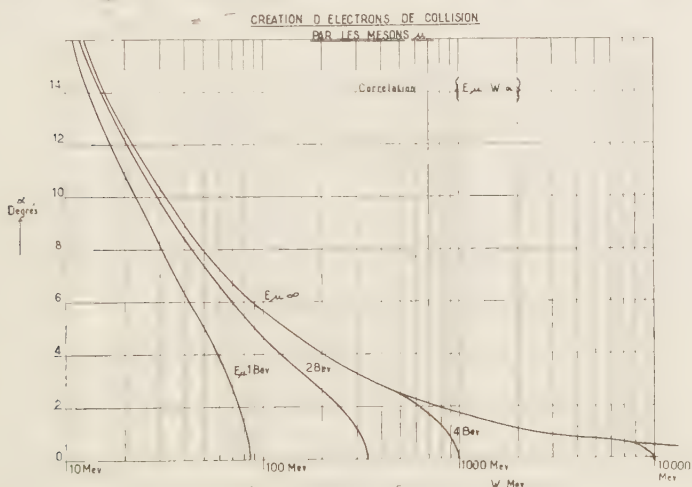


Fig. 3.

conservation, méthode appliquée à — 60 m d'eau par Kannangara et Zivkovic (33). Cf. fig. 3.

$$W = \frac{2m_e c^2 \cdot p^2 c^2 \cos^2 \alpha}{\{m_e c^2 + (p^2 c^2 + M^2 c^4)^{1/2}\}^2 - p^2 c^2 \cos^2 \alpha}.$$

De légères fluctuations dans les valeurs de α et W peuvent provenir :

- a) d'une diffusion de l'électron par le noyau lui-même ;
- b) d'une perte d'énergie par radiation.

Valeurs expérimentales des sections efficaces de création d'électrons de collision par les mésons μ . — 1) Niveau $h_1 = -300$ m d'eau. — 98 électrons de collision d'énergie $W > 20$ MeV, dont 32 d'énergie $W > 50$ MeV, ont été relevés dans une surface de 120 cm^2 d'émul-

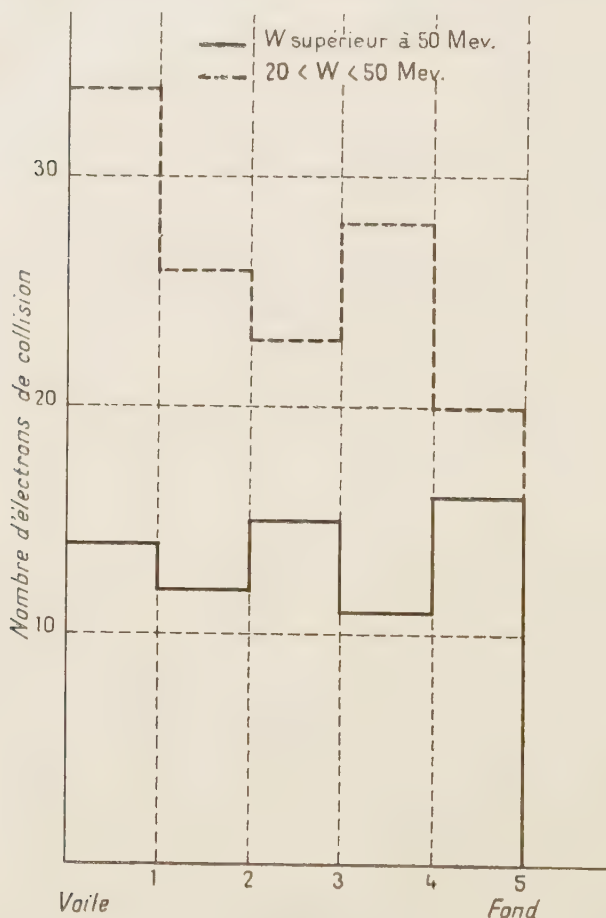


Fig. 4.

sion horizontale explorée systématiquement par deux observateurs différents. J'ai vérifié que les points d'émission des électrons de collision d'énergie supérieure à 50 MeV ainsi observés, sont répartis uniformément dans l'épaisseur de l'émulsion. L'histogramme (fig. 4) indique la loi de distribution dans l'épaisseur des émulsions, supposée répartie en cinq couches équidistantes du voile au fond, pour les 68 électrons de

collision des deux niveaux h_1 et h_2 . Si on abaisse le seuil ($W < 50$ MeV) la répartition n'est plus aussi régulière : l'efficacité est moins bonne et le risque d'introduction d'événements parasites est plus grand, à cause du grand nombre d'électrons de contamination radioactive. La même remarque a été faite par Kannangara et Goldsack (27).

Note. — Nous attacherons donc une importance particulière aux libres parcours moyens et sections efficaces définis au-dessus de 50 MeV, où l'efficacité apparaît pratiquement totale. Cependant, à titre de comparaison nous indiquons dans le tableau général — à la fin de la thèse — les valeurs expérimentales correspondant à des seuils plus faibles ($W > 20$ MeV).

Nous devons remarquer que la définition d'un seuil est liée, d'une part au type d'événement considéré (électron de collision, paire, triplet), d'autre part à l'importance du voile associée au degré du développement des émulsions et à celle de la radioactivité locale.

Le nombre p et la longueur totale ΣL de particules relativistes comprenant les mésons μ et la composante électronique relativiste non discernable des mésons μ , ont été donnés dans la thèse de L. Avan (2).

Soit $p = 1\,461$ pour $s = 2\text{ cm}^2$:

$$(\Sigma L)_{1\text{ cm}^2} = 45,6\text{ cm} ;$$

pour 120 cm^2 :

$$(\Sigma L)_{120\text{ cm}^2} = (5\,472 \pm 145)\text{ cm},$$

145 est l'écart-type sur ΣL .

Nous estimerons au paragraphe 8 l'erreur due à la présence parmi les primaires d'électrons de collision, d'une composante électronique non discernable des mésons μ .

Le libre parcours moyen correspondant est, pour $W > 50$ MeV :

$$\lambda = (171 \pm 31)\text{ cm}$$

et la section efficace, en unités de 10^{-28} cm^2 par électron :

$$\sigma = \frac{1}{N\lambda Z} = (57 \pm 10)$$

pour un Z moyen de 12,5 et $N = 8,17 \cdot 10^{22}$ atomes/cm³ (valeurs obtenues d'après la composition des émulsions G₈ donnée par la maison Ilford).

Parmi ces 32 électrons de collision, 12 ont une énergie supérieure à 100 MeV.

Nous en déduisons le libre parcours moyen de création d'électrons de collision d'énergie $W > 100$ MeV.

$\lambda = (456 \pm 130)\text{ cm}$, et la section efficace :

$$\sigma(W > 100\text{ MeV}) = (22 \pm 6) 10^{-28}\text{ cm}^2/\text{electron}$$

les sections efficaces théoriques sont respectivement pour : $\gamma = 3,44$:

$$\sigma_{\text{théor}}(W > 50 \text{ MeV}) = 56 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron},$$

$$\sigma_{\text{théor}}(W > 100 \text{ MeV}) = 32 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron}.$$

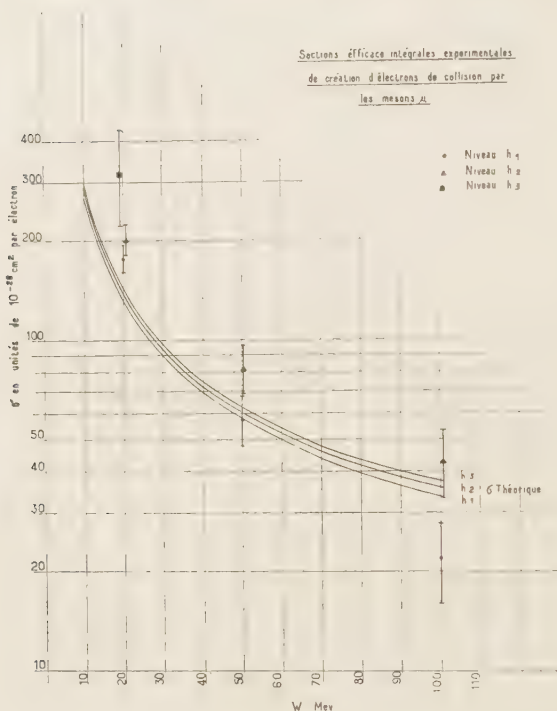


Fig. 5.

2) *Niveau h_2 — 580 m d'eau.* — Nous avons observé 91 électrons de collision d'énergie $W > 20 \text{ MeV}$, dont 36 d'énergie supérieure à 50 MeV, dans cinq émulsions verticales : 500 cm² explorés systématiquement par deux observateurs. Ces électrons correspondent à une longueur totale de particules relativistes :

$$\Sigma L = (4\,375 \pm 125) \text{ cm}$$

déterminée proportionnellement à la longueur effectivement mesurée dans 20,3 cm² d'émulsion et pour $p = 1\,225$ particules relativistes :

$$(\Sigma L)_{20,3 \text{ cm}^2} = 177,7 \text{ cm}$$

le libre parcours moyen s'en déduit, pour $W > 50 \text{ MeV}$:

$$\lambda = (121 \pm 21) \text{ cm}$$

et la section efficace :

$$\sigma(W > 50 \text{ MeV}) = (81 \pm 14) 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron}.$$

Sur ces 36 électrons d'énergie $W > 50 \text{ MeV}$, 19 ont une énergie $W > 100 \text{ MeV}$.

Le libre parcours moyen est égal à :

$$\lambda = (230 \pm 54) \text{ cm}$$

et la section efficace :

$$\sigma(W > 100 \text{ MeV}) = (43 \pm 10) 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron}.$$

Les sections efficaces théoriques sont pour le niveau h_2 ($\gamma = 3,65$) :

$$\sigma_{\text{théor}}(W > 50 \text{ MeV}) = 59 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron},$$

$$\sigma_{\text{théor}}(W > 100 \text{ MeV}) = 35 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{électron}.$$

Le spectre d'énergie et la loi de distribution de l'angle zénithal des électrons de collision seront étudiés au paragraphe 9, à partir de la méthode statistique du maximum de vraisemblance. Toutes les données expérimentales relatives aux électrons de collision sont rassemblées dans le tableau récapitulatif final.

Au niveau h_3 ($\gamma = 3,84$) où le flux du rayonnement cosmique est très faible, nous avons défini uniquement le libre parcours et la section efficace de création d'électrons de collision au-dessus de 20 MeV (Voir fig. 5).

§ 4. — Électrons isolés dans les émulsions.

But de l'étude des électrons isolés sous terre. — Les électrons créés par les mésons μ dans le plomb de protection situé au-dessus de la chambre à émulsions (15 cm, soit environ 27 longueurs de radiation) et leurs processus de cascades électrophotoniques, constituent la source essentielle des électrons isolés observés dans les émulsions. Une synthèse générale relative aux diverses études sur la propagation d'une composante électro-magnétique en équilibre avec la composante pénétrante a été faite par Rossi et Greisen dans *Reviews of Modern Physics*, 1941 (38).

Pour des énergies relativistes des électrons et des photons, seuls interviennent quatre processus de perte d'énergie : ionisation, rayonnement de freinage, création directe de paires par les électrons, matérialisation pour les photons. Les autres processus tels que l'effet Compton et l'effet photoélectrique seront négligés en première approximation.

D'autre part le rayonnement de freinage et les collisions peuvent être traités séparément. Cette méthode conduit à définir la longueur de

radiation X_0 et l'énergie critique E_c . On appelle longueur de radiation X_0 , la distance sur laquelle l'énergie W d'un électron est réduite en moyenne à W/e , par suite du rayonnement de freinage.

Elle est définie par :

$$\frac{1}{X_0} = N \frac{4r_0^2}{137} \left\{ \text{Log } 183 Z^{-1/3} - 0,56 \cdot 10^{-4} Z^2 \right\} \left\{ Z^2 + Z \frac{\text{Log } 1400 Z^{-2/3}}{\text{Log } 183 Z^{-1/3}} \right\} \quad (38, 14)$$

L'énergie critique E_c est celle pour laquelle un électron perd autant d'énergie par ionisation que par rayonnement de freinage.

Elle a pour valeur :

$$E_c = 1,53 \cdot 10^5 \frac{Z}{A} X_0 \left\{ 23,0 + 2 \text{Log } \frac{E}{m_e c^2} - 2 \text{Log } Z \right\} \quad (38)$$

Lorsqu'on se borne aux énergies W des électrons très supérieures aux énergies critiques, il est possible de négliger leurs pertes par collision. D'autre part, si $W > 137 m_e c^2 \cdot Z^{-1/3}$, les formules asymptotiques avec effet d'écran complet des électrons atomiques décrivent les processus de radiation et de production de paires : c'est l'*approximation A* de Rossi et Greisen (38, p. 271) pour laquelle les processus de Compton et de chocs sont négligés.

Au voisinage de l'énergie critique on doit tenir compte de la perte d'énergie des électrons par collision.

L'*approximation B* de Rossi et Greisen est ainsi caractérisée : la perte d'énergie des électrons par collision est supposée cette fois constante et égale à E_c par longueur de radiation. Comme précédemment, on néglige l'effet Compton et on utilise les formules asymptotiques pour les processus de radiation et de production de paires.

L'*approximation A* donne théoriquement des résultats précis pour des particules de gerbes dont l'énergie est à la fois supérieure à E_c et à $137 m_e c^2 \cdot Z^{-1/3}$.

La deuxième condition est prédominante pour les éléments lourds (plomb de protection).

Représentons par X_0 cm la longueur de radiation et soit n_{x_0} le nombre d'électrons dans X_0 cm³.

Les émulsions sont placées dans un étui d'aluminium de 8 mm d'épaisseur (soit $\sim 1/10$ longueur de radiation).

L'étui est surmonté par une épaisseur de plomb équivalente à 27 longueurs de radiation.

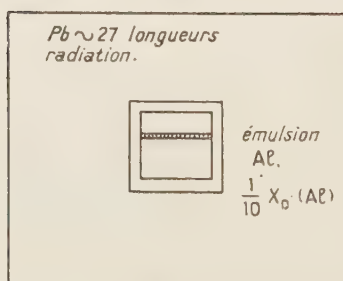


Fig. 6.

L'équilibre composante pénétrante-composante molle (rapport constant entre la composante pénétrante et la composante molle) s'établit dans le plomb après quelques longueurs de radiation. La présence d'une couche d'aluminium de 8 mm n'introduit qu'une perturbation insignifiante. La composante électro-photonique enregistrée dans nos émulsions résulte donc du développement de la cascade dans le plomb.

Méthode de la trace différentielle (38). — Un électron d'énergie W_0 donne lieu au bout de X unités de radiation à $\pi(W_0, W, X)dW$ électrons d'énergie comprise entre W et $W + dW$.

$\Phi(E, W_0)$ étant la section efficace différentielle de production d'électrons de collision dont l'énergie est comprise entre W_0 et $W_0 + dW_0$, par un méson μ d'énergie E , le nombre moyen d'électrons d'énergie comprise dans l'intervalle $(W; W + dW)$ en équilibre avec un méson μ d'énergie E est :

$$f(W, E)dW = n_e dW \cdot \int_{X=0}^{\infty} \int_{W}^{W_{\max}} \Phi(E, W_0) \cdot \pi(W_0, W, X) \cdot dW_0 dX.$$

$z_{\pi}(W)dW = dW \cdot \int_0^{\infty} \pi(W_0, W, X) \cdot dX$ est la longueur différentielle de trace d'électrons (trace électronique), c'est-à-dire la distance totale traversée par tous les électrons de la gerbe, tandis que leur énergie est comprise entre W et $W + dW$.

Rossi et Greisen ont calculé $z_{\pi}(W) \cdot dW$ dans le cas de l'approximation A (38, p. 304), soit :

$$z_{\pi}(W) \cdot dW = 0,437 \frac{W_0}{W^2} \cdot dW,$$

il vient ainsi :

$$f(W, E)dW = \left\{ 0,437 \cdot n_e \pi r_0^2 / 1000 \right\} \cdot \frac{dW}{W^2} \cdot \int_W^{W_{\max}} \left\{ 1 - \beta \frac{W_0}{W_{\max}} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{E} \right)^2 \right\} \cdot \frac{dW_0}{W_0 \beta^2}$$

c'est-à-dire, pour $\beta \sim 1$:

$$f(W, E) \cdot dW = \left\{ 0,437 \cdot n_e \pi r_0^2 / 1000 \right\} \cdot \left\{ \log \frac{W_{\max}}{W} - \frac{W_{\max} - W}{W_{\max}} + \frac{1}{4} \cdot \frac{W_{\max}^2 - W^2}{E^2} \right\} \cdot dW.$$

Enfin, le spectre différentiel des électrons isolés s'obtient en multipliant $f(W, E) \cdot dW$ par le spectre différentiel des mésons μ et en intégrant sur toutes les valeurs de l'énergie des mésons μ , depuis la valeur $(E)_{\min}$ qui correspond à $W = W_{\max}$, jusqu'à l'infini :

$$S(W) \cdot dW = 0,437 \cdot n_{x_0} \frac{\pi r_0^2}{1000} (\gamma - 1) E_0^{\gamma-1} \cdot \frac{dW}{W^2} \cdot I(W)$$

où :

$$I(W) = \int_{E_{\min}}^{\infty} \left\{ \log \frac{E^2}{W(E+a)} - 1 + \frac{W}{E} + \left(aW - \frac{W^2}{4} \right) \frac{1}{E^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{E^2}{(E+a)^2} \right\} \frac{dE}{(E+E_0)^\gamma}.$$

Il est possible de représenter $S(W) dW$ par un spectre de puissance :

$$S(W) \cdot dW \sim dW/W^s$$

où s dépend évidemment de E_0 — perte d'énergie jusqu'à la profondeur étudiée — et de l'exposant γ du spectre des mésons μ .

Le fait que les distributions s'expriment par des lois de puissance dans l'approximation A est une conséquence d'une des hypothèses de départ de cette approximation : les probabilités différentielles pour tous les processus secondaires sont des fonctions du rapport de l'énergie secondaire à l'énergie primaire.

Afin de comparer avec le spectre expérimental des électrons isolés, j'ai effectué les intégrations numériques qui conduisent à la détermination de l'exposant s théorique aux diverses profondeurs, compte tenu du spectre des mésons μ .

L'intégrale $\int_{W_0}^{\infty} S(W) \cdot dW$ représente la proportion d'électrons isolés résultant des électrons de collision créés par les mésons μ dans le plomb et de leurs processus de cascades. Cette proportion croît lentement avec la profondeur.

J'ai vérifié qu'une variation d'une unité sur l'exposant γ n'entraîne pas sur s de variation supérieure à 1 p. 100 (dans un intervalle d'énergie donné).

Pour $30 < W < 200$ MeV, compte tenu des valeurs expérimentales de γ , on obtient par interpolation :

$$s_{h_1} = 2,24 \quad s_{h_2} = 2,21 \quad s_{h_3} = 2,16.$$

§ 5. — Étude expérimentale des électrons isolés sous le sol. Méthode d'analyse statistique.

Les traces isolées enregistrées dans les émulsions nucléaires aux grandes profondeurs sont presque toutes au voisinage du minimum d'ionisation I_0 . L'examen des courbes représentant les relations énergie/densité de grains/angle moyen de diffusion en degrés par 100 μ (31) montre que la seule mesure de diffusion coulombienne multiple permet d'identifier les électrons et de calculer leur énergie jusqu'à 80 MeV environ — ce qui correspond à un angle moyen de diffusion :

$$\bar{\alpha} \sim 0,3 \text{ degré}/100 \mu.$$

(Pour $\bar{\alpha} \sim 0,3$ degré/100 μ , l'ionisation d'un proton est voisine de $5I_0$, celle d'un méson μ est supérieure à $1,5I_0$).

Au-delà de 80 MeV et jusqu'à 200 MeV environ il faut de plus déterminer la densité de grains pour séparer les électrons des mésons. Pour des énergies supérieures à 200 MeV les électrons ne sont pas individuellement résolubles par rapport aux mésons μ qui constituent l'essentiel de la composante pénétrante. Pour $\bar{\alpha} \sim 0,13$ degré/100 μ , les mésons et les électrons ont des ionisations identiques et voisines du plateau de Fermi (dans la limite des fluctuations). Le choix d'une longueur minimum de traces est lié à la nécessité de rendre possibles des mesures correctes de diffusion et d'ionisation — l'inclinaison d'une trajectoire par rapport au plan de l'émulsion ne doit pas être supérieure à 20° : $L_{\min} = 1\,400$ microns.

Les traces mesurées sont prises au hasard ; l'étalonnage des émulsions est indiqué dans (2), soit pour le plateau de Fermi :

33,3 grains/100 μ au niveau h_1 ,

35,4 grains/100 μ au niveau h_2 .

Des mesures de contrôle rapides sont faites pour préciser ces valeurs aux diverses régions explorées. Nous ne retenons pas, dans cette première étude, les électrons dont la nature électronique se déduit d'une origine particulière visible dans l'émulsion, telle que :

1) électrons de collision émis suivant la trajectoire d'une particule relativiste ;

2) électrons de paires ou de triplets.

Une mesure préliminaire de diffusion sur 7 ou 8 cellules de 200 μ permet de déterminer α avec une erreur relative de 40 p. 100 environ ; si l'angle α ainsi évalué est supérieur à $0,08$ degré/100 μ (ce qui correspond à une énergie inférieure à 300 MeV) nous reprenons les mesures de diffusion sur toute la longueur disponible (cellules à partir de 50 microns ; élimination du bruit de fond entre t et $2t$). Enfin si l'énergie ainsi calculée est voisine de 80 MeV, ou supérieure à 80 MeV, nous faisons de plus une mesure d'ionisation pour écarter les mésons μ de la fin du spectre. La limite supérieure des énergies mesurables des électrons est donc imposée par les conditions expérimentales ; au-delà de cette limite, la discrimination méson μ -électron n'est plus possible (9).

J'ai choisi la limite inférieure de l'énergie, de telle façon qu'elle se trouve nettement au-dessus de l'énergie critique dans le plomb et au-dessus de $137 \cdot m_e c^2 \cdot Z^{-1/3} = 15,7$ MeV.

Cette dernière valeur correspond à un effet d'écran complet des électrons atomiques.

$W_{\min} = 30$ MeV a semblé une limite inférieure convenable. Cette limite écarte d'autre part toute contribution des électrons de contamination radioactive.

Problème. — L'étude théorique du paragraphe 5 montre qu'il est légitime — dans un domaine d'énergie suffisamment restreint — de représenter le spectre différentiel des électrons isolés par une loi de puissance (approximation A de Rossi et Greisen, valable pour $W > 30$ MeV).

Je vais reprendre, en la modifiant du point de vue analytique, pour y introduire ensuite l'influence des erreurs statistiques de diffusion coulombienne, la méthode d'estimation statistique de l'exposant s du spectre différentiel, définie par L. Jauneau, J. Jouvin, T. F. Hoang en 1954.

Je suppose d'abord que l'énergie W_j de l'électron j , mesurée par diffusion coulombienne multiple, représente *exactement* l'énergie réelle de cet électron. La probabilité différentielle pour que l'énergie d'un électron j soit comprise entre W_j et $W_j + dW_j$ est :

$$P(W)_j dW_j = k W_j^{-s} dW_j,$$

k est le facteur de normalisation défini par :

$$\int_{W_m}^{W_M} k W^{-s} . dW = 1$$

soit :

$$k = \frac{s-1}{W_m^{1-s} - W_M^{1-s}},$$

$$W_m = W_{\min} \quad \text{et} \quad W_M = W_{\max}.$$

Si nous supposons — ce qui semble légitime en première approximation — qu'il n'existe aucune corrélation entre les électrons isolés enregistrés dans une émulsion, la probabilité d'obtention d'une complexion expérimentale $W_1, W_2 \dots W_j \dots W_p$ est donnée par le produit des probabilités élémentaires :

$$G(W_1 \dots W_p) dW_1 \dots dW_p = \left\{ \frac{s-1}{W_m^{1-s} - W_M^{1-s}} \right\} \prod_{j=1}^p W_j^{-s} dW_j$$

soit :

$$\text{Log } G(s; W_1 \dots W_p) = p \text{ Log } (s-1)$$

$$- p \text{ Log } (W_m^{1-s} - W_M^{1-s}) - s \sum_{j=1}^p \text{Log } W_j.$$

Nous cherchons à déterminer le paramètre s le mieux adapté à la complexion expérimentale observée. s est donné par la méthode du « maximum de vraisemblance ». Soit :

$$\frac{\partial \text{Log } G}{\partial s} = 0$$

$$\frac{p}{s-1} + p \text{ Log } W_m - \frac{p \text{ Log } R}{R^{s-1} - 1} - \sum_{j=1}^p \text{Log } W_j = 0$$

$$(R = W_{\max}/W_{\min})$$

écrivons : $s - 1 = x$; x est l'exposant du spectre intégral d'énergie.

$$\frac{p}{x} - \frac{p \operatorname{Log} R}{R^x - 1} - \sum_{j=1}^p \operatorname{Log} \frac{W_j}{W_m} = 0$$

si $\frac{W_j}{W_m} = y_j$, c'est-à-dire si l'énergie est exprimée en unités y_j de $W_{\min}$, l'équation du maximum de vraisemblance devient :

$$\Psi_0(x) = \frac{1}{x} - \frac{\operatorname{Log} R}{R^x - 1} - \overline{\operatorname{Log} y_j} = 0$$

$$\overline{\operatorname{Log} y_j} = \frac{1}{p} \sum_{j=1}^p \operatorname{Log} y_j : \text{valeur moyenne de } \operatorname{Log} y_j.$$

L'influence du terme $\frac{\operatorname{Log} R}{R^x - 1}$ décroît lorsque le rapport $R = \frac{W_{\max}}{W_{\min}}$ augmente.

Si R devient infini — ce qui ne peut avoir lieu lorsque les conditions expérimentales n'imposent pas de limite supérieure aux mesures d'énergie :

a) CAS DES PAIRES D'ÉLECTRONS où la limite supérieure peut être très grande et non bornée *a priori* ;

b) CAS DES ÉLECTRONS DE COLLISION dont l'origine est connue (et dont l'identification ne repose pas sur une mesure de diffusion coulombienne) — l'équation du maximum de vraisemblance se simplifie et devient :

$$\frac{1}{x} - \overline{\operatorname{Log} y_j} = 0$$

l'exposant x du spectre intégral est :

$$x = \frac{1}{\overline{\operatorname{Log} y_j}}$$

d'où :

$$s = 1 + \frac{1}{\overline{\operatorname{Log} y_j}}.$$

Avant de résoudre l'équation du maximum de vraisemblance, je vais étudier l'influence de la méthode de mesure sur l'exposant s et définir ainsi les conditions d'une bonne analyse statistique de nos données expérimentales.

Le principe de la méthode a été exposé par Annis, Cheston et Primakoff dans *Statistical estimations in Physics* (1).

§ 6. — Influence des mesures de diffusion coulombienne multiple sur l'exposant s . Erreur statistique.

L'ensemble des W_j mesurés par diffusion coulombienne multiple ne représente pas la complexion des énergies vraies k_j des électrons isolés. Il est toutefois légitime de supposer que les énergies W_j déterminées expérimentalement sont réparties au voisinage des k_i suivant une loi gaussienne d'écart-type σ_j :

$$g(k_i; W_i) dW_i = (2\pi)^{-p/2} \prod_{j=1}^p \sigma_j^{-1} \cdot \exp. \left\{ - (W_j - k_j)^2 / 2\sigma_j^2 \right\} \cdot dW_j$$

de sorte que la fonction G correspondant à la complexion observée devient :

$$G(s; W_i) = \int \dots \int G'(s; k_i) \cdot g(k_i, W_i) dk_i.$$

Nous supposons que $g(k_i, W_i)$ considérée comme fonction de k_i varie très vite au voisinage de W_i , tandis que $G'(s; k_i)$ varie lentement dans la même région.
soit :

$$\frac{\partial \text{Log } G'}{\partial s} + \frac{\frac{2s+1}{2} \cdot p\varepsilon^2}{1 + \frac{s^2+s}{2} p\varepsilon^2} = 0.$$

L'exposant vrai est solution de l'équation en x :

$$\Psi_1(x) = \Psi_0(x) + \frac{x + \frac{3}{2}}{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{(x+1)(x+2)}{2} p} = 0.$$

Le terme correctif :

$$\delta\Psi_0 = \frac{x + \frac{3}{2}}{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{(x+1)(x+2)}{2} p}$$

est indépendant du rapport R . Pour $\varepsilon \sim 0$ il s'annule et on retrouve l'équation primitive du maximum de vraisemblance : $\Psi_0(x) = 0$.

L'étude de la fonction $\delta\Psi_0(x, p, \varepsilon)$ permet de connaître les conditions d'une bonne analyse expérimentale et de réaliser un compromis entre la précision des mesures individuelles — en rendant ε aussi petit que possible — et le nombre de mesures (p) dont dépend également l'erreur statistique.

J'ai étudié la variation de $\delta\Psi_0(x, p, \varepsilon)$ et son influence sur la solution x du maximum de vraisemblance pour diverses valeurs de p et de ε en supposant — ce qui n'enlève rien à la généralité du raisonnement — que le spectre intégral initial est en : $N(>W) = W^{-1.5}$ et en prenant :

$$R = \frac{W_M}{W_m} = 10.$$

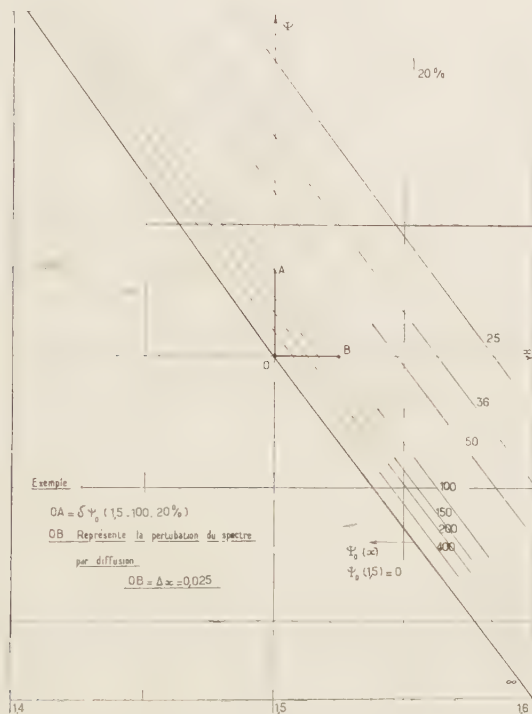


Fig. 7.

Le réseau de courbes (7) représente la variation des fonctions $\Psi_1(x)$ pour diverses valeurs du nombre p d'électrons isolés et pour une erreur relative $\varepsilon = 20$ p. 100.

La forme de ces courbes montre que la fonction de probabilité demeure approximativement gaussienne.

Le graphique 8 indique la perturbation de l'exposant x en fonction de p , pour trois valeurs de ε . x varie beaucoup plus vite avec p qu'avec ε .

Il est donc préférable de se borner à une précision un peu plus faible dans chaque mesure de diffusion (ε varie comme la racine carrée du nombre N de cellules) et d'augmenter le nombre p des électrons étudiés.

$\varepsilon = 0,2$ constitue une valeur moyenne convenable, la précision ainsi recherchée sur une mesure individuelle de diffusion coulombienne

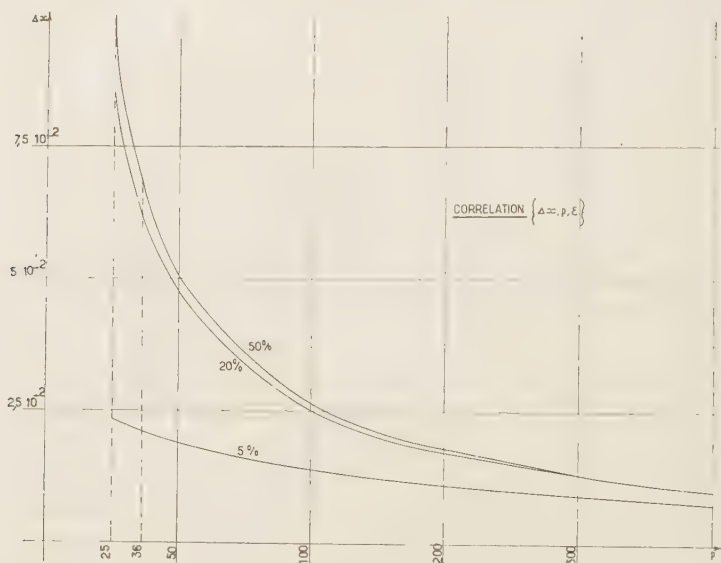


Fig. 8.

n'impose pas une longueur observable critique, qui limiterait le nombre d'événements utilisables et conduirait de ce fait à une augmentation de l'erreur statistique.

Dans toute la suite de ce travail nous désignons par x_0 la solution de l'équation $\Psi_0(x) = 0$, et par x_1 la solution de l'équation $\Psi_1(x) = 0$.

Une fois connue la solution x_0 de l'équation :

$$\Psi_0(x) = \frac{1}{x} - \frac{\text{Log } R}{R-1} - \overline{\text{Log } y_j} = 0,$$

la figure 8 donne la modification Δx à apporter à x_0 pour définir l'exposant vrai du maximum de vraisemblance, compte tenu de la méthode de mesure utilisée et des valeurs de p et ε .

Cette correction est très faible ($\Delta x < 2,5 \cdot 10^{-2}$) pour $p > 100$.

Pour $p \gtrsim 200$, la correction est presque indépendante de l'erreur statistique sur les mesures individuelles d'énergie,

§ 7. Spectre d'énergie des électrons isolés sous terre.

J'ai déterminé, à partir des énergies individuelles mesurées par diffusion coulombienne, les solutions de l'équation $\Psi_0(x) = 0$ et de l'équation $\Psi_1(x) = 0$.

Pour les niveaux h_1 et h_2 j'ai étudié un nombre d'électrons à peu près constant ($p \sim 200$) pour chaque détermination de spectre, de façon à maintenir constantes la correction due à la diffusion multiple et les fluctuations statistiques.

A la profondeur h_3 le flux de rayonnement cosmique est beaucoup plus faible et j'ai mesuré l'énergie de 70 électrons. La variation Δx et l'erreur statistique sont donc plus grandes à ce niveau.

Aux niveaux h_1 et h_3 les émulsions étaient exposées horizontalement. La condition indiquée précédemment : — inclinaison inférieure à 20° — limite le choix des traces à celles dont l'angle zénithal est supérieur à 70° .

Au niveau h_2 nous disposons de deux types d'émulsions : horizontales et verticales. Les mesures peuvent donc être faites dans les diverses régions de l'angle zénithal.

Niveau h_1 . — 210 électrons isolés d'angle zénithal θ supérieur à 70° :

$$x_0 = 1,63 \pm 0,11.$$

Si on tient compte de la correction de diffusion l'exposant vrai du spectre intégral est :

$$x_1 = 1,64 \pm 0,11$$

(Δx apparaît donc très faible par rapport à l'erreur statistique) et l'exposant du spectre différentiel :

$$s_1 = 2,64 \pm 0,11,$$

l'exposant théorique donné par la théorie des cascades est :

$$s_{th} = 2,24 \text{ (cf. p. 16).}$$

Niveau h_2 . — A ce niveau, le dispositif expérimental permet d'étudier la variation du spectre avec l'angle zénithal, soit :

$$\theta < 30^\circ \quad 200 \text{ électrons}$$

$$x_0 = 1,18 \pm 0,08;$$

$$x_1 = 1,19 \pm 0,08;$$

$$s_1 = 2,19 \pm 0,08.$$

$30 < \theta < 70^\circ$ 178 électrons

$$x_0 = 1,33 \pm 0,09;$$

$$x_1 = 1,34 \pm 0,09;$$

$$s_1 = 2,34 \pm 0,09.$$

$\theta > 70^\circ$ 180 électrons

$$x_0 = 1,52 \pm 0,11;$$

$$x_1 = 1,53 \pm 0,11;$$

$$s_1 = 2,53 \pm 0,11.$$

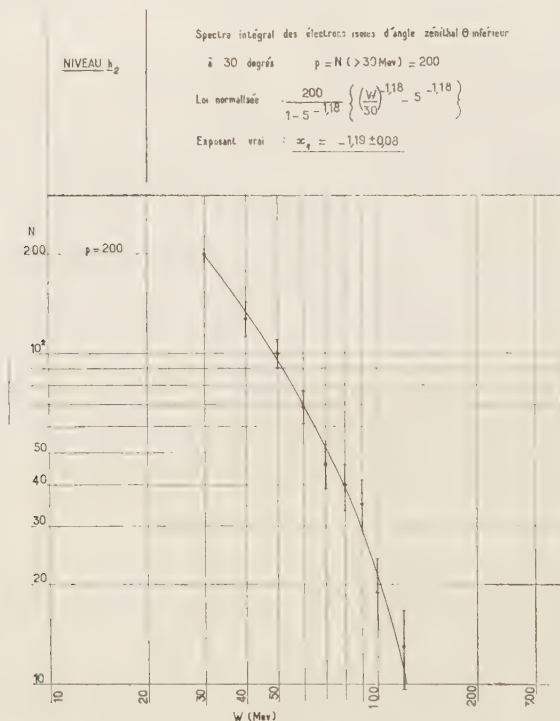


Fig. 9.

L'exposant théorique est à ce niveau :

$$s_{th} = 2,21.$$

Niveau h_3 . — 70 électrons isolés d'angle zénithal θ supérieur à 70° :

$$x_0 = 1,33 \pm 0,16;$$

$$x_1 = 1,37 \pm 0,16;$$

$$s_1 = 2,37 \pm 0,16.$$

Pour $s_{th} = 2,16$.

Dans ces diverses déterminations, j'ai utilisé uniquement la partie du spectre comprise entre 30 et 150 MeV. Au-dessous de 30 MeV le spectre se déforme (ce qui s'explique théoriquement par le fait qu'on se rapproche de la limite inférieure d'utilisation de l'approximation A). Au-dessus de 150 MeV la séparation électrons-mésons μ devient de plus en plus difficile lorsqu'on se rapproche de 200 MeV et il semble préférable de déterminer l'exposant assez loin de cette limite.

Le graphique suivant (fig. 9) représente, à titre d'exemple, le spectre intégral des électrons isolés à la profondeur h_2 , et pour un angle zénithal inférieur à 30° . La courbe en traits pleins correspond à la loi normalisée :

$$N(> W) = \frac{p}{1 - R^{-x_0}} \left\{ \left(\frac{W}{30} \right)^{-x_0} - R^{-x_0} \right\}$$

x_0 étant la solution de $\Psi_0(x) = 0$.

Discussion. — Nous devons remarquer que les exposants s donnés par la théorie des cascades ne tiennent pas compte de la diffusion coulombienne des électrons dans le plomb et du développement latéral de ces cascades. Les problèmes de développement latéral se heurtent actuellement à des problèmes difficiles d'intégrations numériques (36). On ne peut donc rapporter directement aux exposants théoriques les valeurs expérimentales définies pour $\theta > 70^\circ$.

Le résultat le plus significatif est évidemment celui du niveau h_2 , pour les électrons isolés dont l'angle zénithal θ est inférieur à 30° ; il est légitime, dans ce cas, de négliger le développement latéral des cascades et la déviation angulaire par rapport au rayonnement pénétrant, et de comparer l'exposant théorique, donné par l'approximation A, à la valeur expérimentale :

$$s_{th} = 2,21,$$

$$s_{exp} = 2,19 \pm 0,08.$$

Dans la détermination de l'exposant s théorique et de l'intégrale $\int_{W_0}^{\infty} S(W) dW$ nous n'avons tenu compte, comme processus initial, que du processus de création d'électrons de collision par les mésons μ . En réalité les mésons μ peuvent développer des cascades électro-photoni-ques à partir de deux autres processus fondamentaux qui seront étudiés aux chapitres II et III : Rayonnement de freinage et création directe de paires. Toutefois, le processus de collision représente théoriquement la contribution prédominante et suffit à définir, avec une bonne approximation, l'exposant s théorique.

Pour des angles au zénith inférieurs à 30° au niveau h_2 , les

200 électrons d'énergie supérieure à 30 MeV représentent $(8,4 \pm 0,6)$ p. 100 de la composante relativiste :

mésons μ + particules non résolubles (théoriquement :

$$\int_{30}^{\infty} S(W) dW = 6 \text{ p. 100}.$$

La correspondance observée, en particulier pour les formes du spectre, justifie à la fois ;

1) l'utilisation de la section efficace différentielle de Bhabha, Massey et Corben ;

2) la forme adoptée pour le spectre des mésons μ , et spécialement le paramètre E_0 qui définit la perte d'énergie jusqu'à la profondeur considérée ;

3) les principes fondamentaux de l'approximation A et notamment l'expression de la longueur différentielle de trace.

Ces trois données interviennent en effet dans la détermination du spectre des électrons isolés sous terre.

A cette même profondeur h_2 l'exposant s croît avec l'angle zénithal, ce qui correspond à une réduction de l'énergie moyenne des électrons, due notamment à la diffusion dans le plomb.

Pour des angles au zénith supérieurs à 70° l'exposant s décroît lorsque la profondeur augmente. Ce durcissement du spectre des électrons avec des profondeurs croissantes est prévu par la théorie des cascades (indépendamment du développement latéral des gerbes).

J'ai indiqué, dans le tableau final, les variations, avec la profondeur et avec l'angle zénithal, du pourcentage d'électrons :

1° d'énergie comprise entre 30 et 150 MeV ;

2° d'énergie supérieure à 150 MeV.

La première fraction est déterminée expérimentalement. La seconde est déduite de la première, compte tenu du spectre intégral.

Comparaison avec les résultats d'autres chercheurs. — 1) Les seules valeurs données sous terre sont celles de Kannangara, Goldsack et Zivkovic (3), soit un spectre intégral en : $W^{-1,5}$, à — 60 m d'eau. Ces auteurs ne définissent pas exactement la relation avec l'angle zénithal.

2) Pour des électrons d'énergie supérieure à 1 BeV, les mesures de Hazen à 2 900 m d'altitude, avec une chambre de Wilson (29) et celles de Bridge et Rossi (19) à diverses altitudes, conduisent à un spectre intégral de puissance compris entre $W^{-1,6}$ et W^{-2} . On doit noter que l'exposant théorique croît aux très grandes énergies.

3) A Chicago — 200 m d'altitude — Chou (21) a obtenu un spectre en $W^{-2,71}$ pour des électrons d'énergie comprise entre 300 et 2 000 MeV.

§ 8. — Spectre intégral et loi de distribution de l'angle au zénith des électrons de collision créés dans les émulsions.

Nous revenons maintenant aux électrons de collision créés dans les émulsions.

Les valeurs expérimentales de l'exposant x du spectre intégral doivent être comparées aux valeurs théoriques définies au paragraphe 2.

Dans une bande d'énergie assez large, $\Phi(W)$ peut être représenté par un spectre de puissance (spectre différentiel en W^{-s}).

Les intégrations numériques faites au niveau h_2 , pour deux valeurs de l'exposant γ du spectre différentiel des mésons μ montrent que l'exposant s ne dépend que faiblement de γ . Ainsi pour $\gamma=3$, $\Phi(W)$ est représenté par une loi en $W^{-2,93}$ dans l'intervalle (0,05 — 10 BeV).

Pour $\gamma=4$, $\Phi(W)$ est représenté par une loi en $W^{-2,12}$ dans le même intervalle.

La méthode d'analyse statistique précédente (§ 6) permet de calculer l'exposant s expérimental pour les deux profondeurs h_1 et h_2 . J'ai calculé également la loi de distribution de l'angle zénithal de ces électrons de collision.

Niveau h_1 (Energies W supérieures à 50 MeV).

Aux 32 électrons de collision relevés dans une exploration systématique, s'ajoutent 88 électrons trouvés au hasard de diverses recherches dans les émulsions.

Les 120 mésons μ primaires répondent à une loi de distribution de l'angle au zénith en $\cos^{1,66 \pm 0,33} \theta$.

La loi de distribution de l'angle au zénith pour l'ensemble de tous les mésons μ est en $\cos^{1,73 \pm 0,40} \theta$ (3).

Cette correspondance, ainsi que la répartition uniforme des points d'émission de ces électrons de collision dans toute l'épaisseur de l'émulsion, permettent de considérer que la méthode choisie de sélection des électrons de choc n'agit pas sur la détermination du spectre.

Pour $p=120$, $\overline{\text{Log } y_j} = 0,80906$, $x_0 = 1,24 \pm 0,11$.

L'examen du réseau de courbes n° 8 indique, pour une erreur statistique relative de 20 p. 100 sur les mesures de diffusion coulombienne, un déplacement de la solution x de l'équation $\Psi_1(x) = 0$ égal à 0,02.

La vraie valeur de x est :

$$\begin{array}{|c|} \hline x_1 = 1,26 \pm 0,11 \\ \hline s = 2,26 \pm 0,11 \\ \hline \end{array}$$

L'exposant théorique correspondant pour $\gamma=3$ est $x=1,13$, soit $s=2,13$. La distribution angulaire de l'angle zénithal des électrons de

collision est donnée par une loi en $\cos^{1,30 \pm 0,30} \theta$, déterminée suivant la méthode définie dans (2).

Niveau h_2 (Energies W supérieures à 50 MeV).

$p = 90$: c'est-à-dire 36 électrons de collision relatifs à une exploration systématique et 54 pris au hasard.

Comme précédemment, je détermine la loi de distribution de l'angle zénithal des 90 mésons μ primaires : soit une loi en $\cos^{1,90 \pm 0,41} \theta$; celle de l'ensemble des mésons μ est en $\cos^{2,09 \pm 0,12} \theta$ (2).

Pour $p = 90$, $\text{Log } y_j = 0,89284$.

L'exposant du spectre intégral correspondant à la complexion expérimentale est : $x_0 = 1,12 \pm 0,12$.

D'après le graphique 15, le déplacement de x est 0,03.

La vraie valeur de x au maximum de vraisemblance est :

$x_1 = 1,15 \pm 0,12$
$s = 2,15 \pm 0,12$

valeur théorique : 2,08.

La distribution angulaire de l'angle zénithal θ des électrons de collision est donnée par une loi en $\cos^{1,42 \pm 0,36} \theta$.

Conclusion.

La comparaison des valeurs expérimentales de l'exposant x du spectre intégral aux deux profondeurs h_1 et h_2 fait apparaître un léger durcissement du spectre des électrons de collision lorsque la profondeur augmente. Ce durcissement est dû à l'augmentation de l'énergie moyenne des mésons μ .

L'étude de la loi de distribution de l'angle zénithal θ des électrons de collision créés dans l'émulsion, au point d'émission, montre que la composante électronique — indépendamment de la diffusion coulombienne — est moins bien collimatée que la composante pénétrante.

Il est intéressant de comparer les deux exposants n de la loi en $\cos^n \theta$:

$$h_1 : n = 1,30 \pm 0,30$$

$$h_2 : n = 1,42 \pm 0,36$$

avec la valeur trouvée par Hazen (30) à — 850 m d'eau, pour des électrons d'énergie supérieure à 3 MeV, enregistrés sous 15 cm de plomb ; soit :

$$n = 1,4 \pm 0,3$$

au lieu de :

$$n = 2,8 \pm 0,1,$$

pour la composante pénétrante.

CHAPITRE II

Paires d'électrons.

§ 1. — Radiation de freinage.

Nous nous proposons dans ce paragraphe l'étude de la radiation de freinage des mésons μ de grande énergie. L'émission de photons par des particules chargées est reliée à la déflexion de leur trajectoire dans le champ électromagnétique des noyaux atomiques. La distance du point d'émission de la radiation au noyau joue un rôle essentiel. Si cette distance est à la fois nettement supérieure au rayon nucléaire et inférieure au rayon atomique, le champ efficace durant le processus de radiation peut être considéré comme un champ coulombien ponctuel de charge Ze localisée au centre du noyau. Si la distance d'émission est du même ordre de grandeur, ou plus grande que le rayon atomique, on doit tenir compte de l'effet d'écran des électrons périphériques. Enfin, si la distance d'émission est du même ordre de grandeur que le rayon nucléaire, le noyau ne peut plus être considéré comme ponctuel ; on doit tenir compte de sa « dimension ».

Les premières théories quantiques sur le rayonnement de freinage se rapportent à des particules incidentes électroniques.

En fait, l'accélération d'une particule de masse M et d'énergie E au voisinage d'un noyau atomique, et donc la perte par radiation, est proportionnelle à $(m_e M)^2$. De plus, le paramètre d'impact maximum d'une collision susceptible de donner lieu à une émission de photons est proportionnel à $(E/Mc^2)^2$.

L'émission de rayons γ par des particules lourdes se produit donc en moyenne plus près du noyau que dans le cas des électrons (ce qui a pour effet de réduire l'effet d'écran des électrons atomiques et d'augmenter l'influence du spin sur la probabilité de radiation).

Christy et Kusaka (22) ont établi les probabilités différentielles de radiation par gramme par centimètre carré, pour des particules de masse M , de spin 0, $1/2$ et 1, et de moment magnétique normal :

$$\Phi_{\text{radiation}}(E, E') \, dE' = \frac{1}{137} \cdot \frac{N}{A} \cdot Z^2 r_e^2 \cdot \left(\frac{m_e}{M}\right)^2 \cdot \frac{dE'}{E'} \cdot F(E, u).$$

E : énergie totale de la particule primaire,

E' : énergie du photon secondaire,

$u = E'/E$: fraction d'énergie transférée au photon,

$F(E, u)$: fonction lentement variable de E et u .

Pour une particule de spin $1/2$ (méson μ) :

$$F(E, u) = 4 \left\{ 1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \left\{ \text{Log} \left(\frac{2E}{Mc^2} \cdot \frac{h}{Mc r_n} \cdot \frac{1-u}{u} \right) - \frac{1}{2} \right\} \right\}$$

où r_n est le rayon nucléaire $\sim 0,49 r_e A^{1/3}$, cette expression de $F(E, u)$ est valable jusqu'à des valeurs de l'énergie du méson μ de :

$$137 (M^2 c^2 / m_e) Z^{-1/3}.$$

L'évaluation numérique de $F(E, u)$ montre que les grands transferts, ($u \gtrsim 0,5$) sont plus fréquents par émission de radiation que par émission d'électrons de collision. Dans l'hypothèse d'un moment magnétique anormal, nous devons introduire un terme additif dans la section efficace de radiation, σ_δ ; d'après Fowler :

$$\frac{\sigma_\delta}{\sigma_{\text{normal}}} \sim 0,1 \frac{\delta^4 E}{Mc^2} \quad (26)$$

La création de photons par les mésons μ est donc théoriquement plus sensible au moment magnétique anormal que l'ionisation ou la création d'électrons de collision.

Malheureusement le flux de photons enregistrés dans nos émulsions représente essentiellement la composante photonique *en équilibre* avec la composante pénétrante issue du plomb. La composante observée dépend donc non seulement de la section efficace de rayonnement de freinage par les mésons μ , mais aussi de la cascade électro-photonique engendrée dans le plomb.

§ 2. — Matérialisation des photons de rayonnement de freinage. Paires d'électrons.

La matérialisation des photons avec création de paires négaton-positon apparaît théoriquement comme une conséquence de la théorie de Dirac : une particule relativiste d'énergie supérieure à $2m_e c^2$, passant au voisinage d'un noyau, peut exciter un électron d'un état d'énergie négative à un état d'énergie positive. Ce processus apparaît comme la création d'un électron et d'un positon, le positon correspondant au trou laissé dans la distribution des électrons d'énergie négative.

La section efficace totale σ_γ de matérialisation d'un photon dans le champ d'un noyau de charge Ze , a été étudiée par Bethe et Heitler (11), (12) dans le cas de l'approximation de Born (l'hamiltonien d'interaction étant considéré comme une petite perturbation. La solution de l'équation d'onde s'écrit $\psi = e^{ikz} + v(r)$, $v(r)$ onde diffusée est une faible perturbation ajoutée à l'onde plane e^{ikz}).

L'approximation de Born est valable si $Z/137\beta \ll 1$.

Dans le cas relativiste limite, et dans l'hypothèse d'un effet d'écran total des électrons atomiques, la section efficace de matérialisation tend vers la valeur asymptotique :

$$\sigma = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \cdot \left\{ \frac{28}{9} \text{Log} (183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right\} = \bar{\sigma} \cdot \left\{ \frac{28}{9} \text{Log} (183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right\}$$

où :

$$\bar{\sigma} = \frac{Z^2 r_0^2}{137}.$$

La composition des émulsions G₁ donnée par la maison Ilford conduit à un $Z^2 = 455,48$, soit $(Z^2)^{1/2} = 21,3$ et $\bar{\sigma} = 2,64 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$.

Si l'effet d'écran électronique est négligeable, la section efficace de matérialisation est une fonction logarithmique de $k = h\nu$:

$$\sigma = \frac{28}{9} \bar{\sigma} \left\{ \text{Log} \frac{2k}{m_e c^2} - \frac{109}{42} \right\}.$$

Enfin, dans les cas intermédiaires, l'influence sur σ de l'effet d'écran est déterminée par la quantité :

$$\gamma = 100 \cdot \frac{m_e c^2}{h\nu} \cdot \frac{1}{v(1-v)} \cdot Z^{-1/3}.$$

où :

$$v = \frac{E_+ - m_e c^2}{h\nu - m_e c^2} \begin{cases} \gamma \gg 1 : \text{effet d'écran négligeable,} \\ \gamma \ll 1 : \text{effet d'écran important,} \\ \gamma \approx 0 : \text{effet d'écran complet.} \end{cases}$$

E_+ étant l'énergie totale du positon.

Les prédictions de l'approximation de Born ne sont pas parfaitement réalisées dans les éléments lourds. Cependant la réduction qui en résulte sur la section efficace de rayonnement de freinage est négligeable. Mais par contre, pour la section efficace de matérialisation σ_k , les valeurs précédentes doivent être corrigées, en soustrayant un terme de correction coulombienne. L'approximation de Born est symétrique par rapport au négaton et au positon. En réalité, l'action du champ coulombien du noyau sur les électrons de la paire créée tend à retenir le négaton et à repousser le positon.

Le terme de correction coulombienne a pour expression, d'après Bethe et Maximon, et quelle que soit l'importance de l'effet d'écran (13) :

$$\Delta\sigma = \frac{28}{9} \cdot \bar{\sigma} \cdot f(Z)$$

$$f(Z) = a^2 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v(v^2 + a^2)}, \quad a = \frac{Ze^2}{\hbar c} = \frac{Z}{137}$$

$$\Sigma = (1 + a^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369a^2 + 0,0083a^4 - 0,002a^6.$$

Pour a petit ($a = \frac{2}{3}$ correspond à l'uranium) :

$$\Sigma = 1,2021 ; \quad f(Z) = 1,2021 a^2,$$

l'approximation de Born introduit donc une erreur proportionnelle à $(Z/137)^2$.

Dans le cas du plomb la réduction $\Delta\sigma$ sur σ_k atteint 10 p. 100.

Nos émulsions nucléaires étaient exposées sous 15 cm de plomb ; dans cet écran l'équilibre est établi entre la composante pénétrante et la composante molle. Une réduction coulombienne de σ_k voisine de 10 p. 100 conduit à prévoir une modification du nombre de photons de grande énergie par rapport au nombre d'électrons, de sorte que :

$$N_\gamma > (9/7)N_{\text{électrons}}.$$

Par contre, dans le cas de la matérialisation des photons dans les émulsions, la modification due à la correction coulombienne est inférieure à 1 p. 100. Nous pouvons donc la négliger et utiliser les données de Bethe et Heitler dans le cadre de l'approximation de Born.

La connaissance de la section efficace de matérialisation des photons dans les émulsions nucléaires permet, à partir de l'étude des paires d'électrons enregistrées dans les émulsions, de remonter au flux de photons en équilibre avec les mésons μ .

Ainsi le dispositif expérimental utilisé n'est pas adapté à la vérification directe de la théorie de Christy et Kusaka et à la détermination de la section efficace de production de photons par les mésons μ , le flux étant lié à un processus de développement en cascade dans le plomb. Mais l'étude des paires d'électrons créées dans les émulsions, nous conduira à une analyse globale du flux de photons aux diverses profondeurs de nos expériences.

§ 3. — Détermination du flux de photons en équilibre avec la composante pénétrante aux profondeurs h_1 et h_2 .

J'ai déterminé expérimentalement la fréquence et la loi de distribution des énergies de paires d'électrons observées dans les émulsions.

J'écris, suivant la méthode de Baroni, Borsellino, Milone, Scarsi, Vanderhaeghe (9) et Hintermann (32) (étude des paires d'électrons en altitude : Pic du Midi, Mont Rose), que le spectre différentiel des paires d'électrons d'énergie totale comprise entre k et $k + dk$ est : $s(k)dk$, normalisé de telle manière que l'intégrale $\int_{k_0}^{\infty} s(k)dk$ soit égale au nombre total de paires observées pendant le temps T , dans un volume V d'émulsion : $\int_{k_0}^{\infty} s(k)dk = N$.

La loi de distribution des paires, par centimètre cube d'émulsion et par seconde d'exposition, est donc :

$$S(k) = \frac{N_p C_p}{VT \int_0^\infty s(k) dk} \cdot s(k) \text{ cm}^{-3} \text{ MeV}^{-1}.$$

N_p nombre de paires observées.

C_p est un facteur de correction qui a pour but de faire intervenir l'efficacité de l'exploration. Pour $k_0 > 20$ MeV et pour une exploration conduite systématiquement par deux observateurs, cette efficacité est voisine de 1 ; en effet, une paire d'électrons échappe d'autant moins à l'observateur que son angle d'ouverture est faible et par conséquent que son énergie est grande. D'autre part, les paires de faible énergie ont un angle d'ouverture élevé et se présentent expérimentalement comme un électron unique qui subirait une diffusion simple à grand angle. Le fait de prendre $k_0 > 20$ MeV réduit donc l'introduction d'événements parasites.

Si nous admettons que l'efficacité est totale, $C_p \sim 1$ et $N_p = N$.

$S(k)$, loi de distribution des paires d'électrons, est liée à $q(k)$, loi de distribution différentielle des photons par :

$$S(k) = \sigma(k) \cdot q(k) \sum_i n_i \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{MeV}^{-1},$$

n_i est le nombre d'atomes par centimètre cube d'émulsion de l'élément de nombre atomique Z_i .

Soit $\sigma_i(k)$ la section efficace de création d'une paire dans cet élément par un photon d'énergie k . La section efficace moyenne de matérialisation des photons d'énergie k dans l'émulsion est :

$$\sigma(k) = \frac{\sum_i n_i \sigma_i(k)}{\sum_i n_i} \text{ cm}^2,$$

la somme est étendue à tous les éléments de l'émulsion.

D'où :

$$q(k) = \frac{S(k)}{\sigma(k) \sum_i n_i} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}.$$

$\sum n_i = 8,17 \cdot 10^{22}$ atomes cm^{-3} pour l'émulsion Ilford G₅. Si on néglige l'effet d'écran électronique, $\sigma(k)$ est donnée par :

$$\sigma(k) = \frac{28}{9} \sigma \left\{ \text{Log} \frac{2k}{m_e c^2} - \frac{109}{42} \right\}.$$

Mais nous devons tenir compte d'une légère réduction de $\sigma(k)$ due à

un effet d'écran partiel des électrons atomiques. Pour un atome de Fermi-Thomas, l'effet d'écran est défini suivant Bethe et Heitler, par la quantité :

$$\gamma = 100 \cdot \frac{m_e c^2}{k} \cdot \frac{1}{r(1-r)} \cdot Z^{-1/2}.$$

Les valeurs de $\sigma(k)$ ont été calculées pour les émulsions Ilford G₅ par Baroni, Cortini, Milone, Scarsi et Vanderhaeghe (9) à partir des données numériques de Bethe et Heitler.

Enfin le spectre intégral d'énergie des photons s'obtient par l'intégrale :

$$Q_k^z = \int_k^z q(k) dk,$$

où Q_k^z donne le nombre de photons d'énergie supérieure à k' , par centimètre carré et par seconde.

Valeurs expérimentales. — Niveau h_1 . — Les conditions expérimentales et la méthode d'exploration sont exactement les mêmes que dans le cas des électrons de collision (Cf. § 4, chap. premier).

TABLEAU I

k_{MeV}	ΔN Nombre de paires par intervalle	$s(k)$ Nombre de paires par MeV	$\bar{\sigma} \cdot \int \frac{s(k)}{\sigma(k)}$ $\bar{\sigma} = 2,64 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$	$\frac{Q_k}{xVT \sum n_i}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
20-30	19	1,9	3,324	8,96
30-40	12	1,2	1,713	5,64
40-50	7	0,70	0,914	3,92
50-80	12	0,40	1,387	3,01
80-150	9	0,13	0,927	1,62
150-1 000	8	0,094	0,895	0,69

Nous avons relevé $N = 67$ paires d'électrons d'énergie $k > 20$ MeV, dans 120 cm^2 d'émulsion, d'épaisseur moyenne 500 microns. Ces

paires peuvent être considérées comme statistiquement indépendantes. Je n'ai relevé, pour toutes les plaques exposées sous terre et en dehors des 120 cm² précédents, qu'un seul exemple de gerbe électromagnétique comportant une quarantaine de paires d'électrons, dont le développement est suivi sur 4 émulsions. Le tableau ci-dessus (I) conduit au spectre intégral des photons Q (colonne 5).

Exemple : Q_{20} représente le nombre de photons par centimètre carré, par seconde; $V = 6$ cm³, $T = 123$ jours.

Nombre intégral de photons d'énergie supérieure à 20 MeV :

$$Q = \frac{8,96 \cdot 10^{25}}{2,64 \cdot 8,17 \cdot 10^{22}} \times \frac{1}{VT} = 415 \cdot \frac{1}{VT},$$

soit 69,1 photons par centimètre carré, pendant le temps T.

$$Q_{20}^{\infty} = 6,5 \pm 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1},$$

$$Q_{30}^{\infty} = 4,1 \pm 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1},$$

$$Q_{50}^{\infty} = 2,2 \pm 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1},$$

l'écart indiqué est l'écart-typé.

A cet écart s'ajoutent ceux dus :

- 1) à l'imprécision sur le volume de l'émulsion (5 p. 100) ;
- 2) à la perte possible de paires au moment de l'exploration, mais nous avons dit que l'efficacité pour des paires d'énergie supérieure à 20 MeV est vraisemblablement voisine de 1.

Afin de comparer avec les données expérimentales relatives aux électrons isolés, et avec la théorie des cascades, j'ai précisé le flux et le spectre intégral d'énergie des photons au-dessus de 30 MeV.

Flux de photons. — Une plaque horizontale de 1 dm² reçoit donc en 4 mois ($4\,350 \pm 600$) photons d'énergie supérieure à 30 MeV, pour 70 000 mésons μ ou particules relativistes non résolubles par rapport aux mésons μ , soit :

$$(6,2 \pm 0,9) \text{ p. 100 de photons au-dessus de 30 MeV}$$

Spectre. — Le spectre intégral des photons apparaît comme un spectre de puissance en $k^{-(1,27 \pm 0,18)}$.

Cette forme du spectre est effectivement prévue par la théorie des cascades, approximation A de Rossi et Greisen (38) valable pour un seuil suffisamment élevé, ce qui justifie également le choix de $k = 30$ MeV.

Si on ajoute aux 48 paires résultant d'une exploration systématique, 22 autres paires trouvées au hasard de diverses recherches — et qui ne peuvent donc servir à l'estimation du flux de photons incidents — on obtient un spectre intégral d'énergie des photons en $k^{-(1,32 \pm 0,16)}$.

Niveau h_2 . — Nous avons relevé $N = 37$ paires d'énergie supérieure à 20 MeV pour 500 cm² d'émulsion, soit 25 cm³. Le tableau suivant (II) permet de définir le spectre intégral des photons.

TABLEAU II

k MeV	ΔN Nombre de paires par intervalle	$s(k)$ Nombre de paires par MeV	$\sigma \int \frac{s(k)}{\sigma(k)}$	$Q \cdot V T \bar{\sigma} \cdot \Sigma n_i$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
20-30	10	1	1,460	4,72
30-40	6	0,6	0,855	3,26
40-50	5	0,5	0,651	2,41
50-80	6	0,20	0,714	1,76
80-150	5	0,07	0,522	1,04
150-1 000	5	0,006	0,520	0,52

Exemple. — Nombre intégral de photons d'énergie supérieure à 20 MeV :

$$Q_{20}^{\infty} = \frac{1}{VT} \frac{4,72 \cdot 10^{25}}{2,64 \cdot 8,17 \cdot 10^{22}} = 219 \cdot \frac{1}{VT},$$

soit 8,8 photons par centimètre carré, pendant la durée T d'exposition.

$$Q_{20}^{\infty} = 8,1 \pm 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1},$$

$$Q_{30}^{\infty} = 5,6 \pm 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1},$$

$$Q_{50}^{\infty} = 3,0 \pm 0,7 \cdot 10^{-7} \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Pour les mêmes raisons qu'au niveau h_1 , je précise la valeur du flux de photons, et la forme du spectre intégral au-dessus de 30 MeV.

a) *Flux de photons.* — Le flux de photons est égal à (600 ± 120) par décimètre carré, pour 6 000 mésons μ ou particules relativistes non résolubles par rapport aux mésons μ , soit :

$$10 \pm 1,9 \text{ p. } 100 \text{ de photons au-dessus de } 30 \text{ MeV}$$

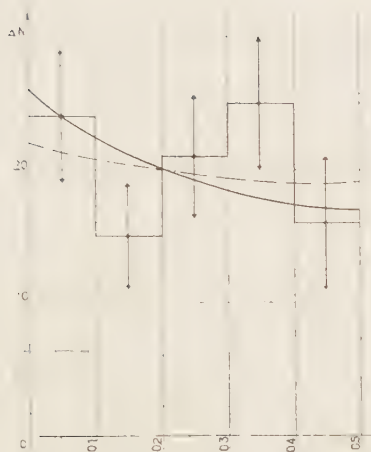
Divergence énergétique

$N = 100$ paires d'énergie supérieure à 1 Bev

— Loi théorique de Balke et Heitler

— Loi théorique déformée par diffusion coulombienne multiple

Fig. 10



DIVERGENCE ÉNERGÉTIQUE

$N = 200$ paires $300 < N < 1000$ Mev

— Approximation " Ψ_1 " de ROSSI et GREISEN

— Approximation " Ψ_1 " déformée par diffusion (25%)

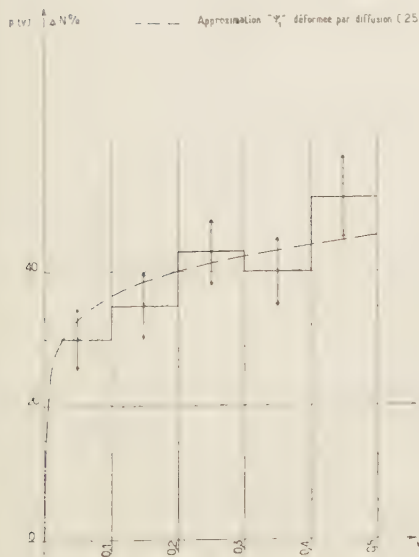


Fig. 11.

DIVERGENCE ÉNERGÉTIQUE

$N = 250$ paires $30 < h\nu < 300$ Mev.

- Approximation Ψ_0 (Loi carrée)
- - - Déformée par diffusion ($\sim 30\%$)
- - - 100 paires enregistrées en h_1 et h_2

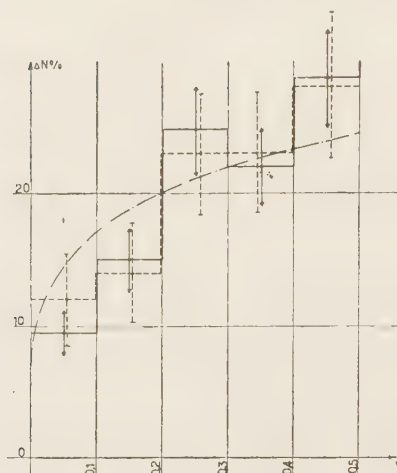


Fig. 12.

$\Delta N\%$

50

40

30

20

10%

5

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

2

DISTRIBUTION DES ÉNERGIES Q

(Paires de matérialisation)

- - - $30 < h\nu < 300$ Mev $N = 250$
dont 100 paires h_1 h_2
- $300 < h\nu < 1000$ Mev $N = 200$
- - - $h\nu > 1000$ Mev $N = 100$

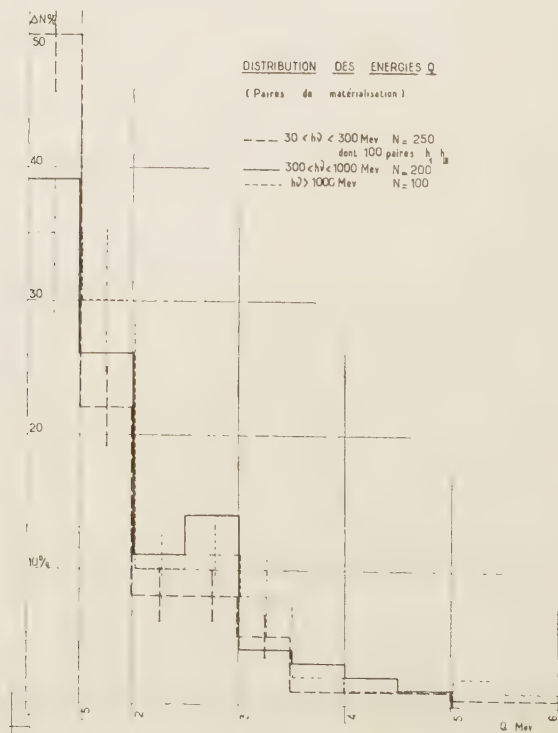


Fig. 13.



Fig. 14.

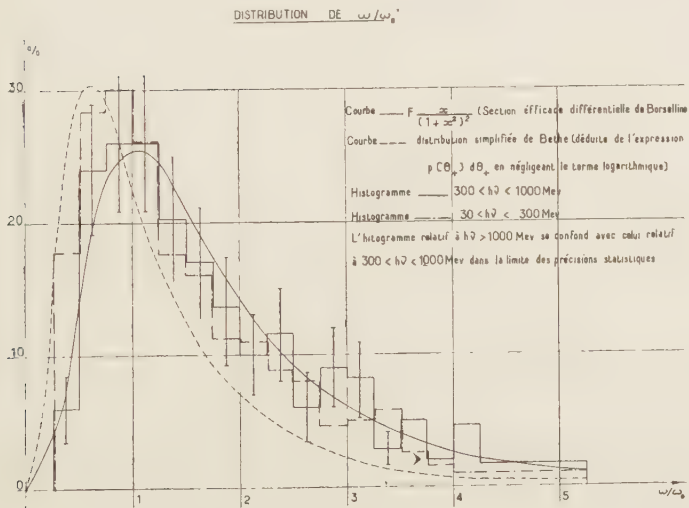


Fig. 15.

Spectre. — Le spectre intégral des photons est une loi de puissance en $k^{-(1,06 \pm 0,20)}$.

Si on ajoute aux 27 paires (exploration systématique) 15 paires trouvées au hasard, le spectre intégral d'énergie de photons est de la forme $k^{-(1,12 \pm 0,20)}$.

Toutes les données expérimentales relatives aux lois de distribution des photons sont résumées dans le tableau général (fin de la thèse).

Au niveau h_3 j'ai défini uniquement l'intensité intégrale des photons d'énergie supérieure à 20 MeV :

$$Q_{20}^{\infty} = 2,6 \pm 0,9 \cdot 10^{-7} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Le graphique représente la variation de l'intensité verticale des photons avec la profondeur.

Note. — La théorie quantique de Bethe et Heitler prévoit :

a) La loi de répartition de l'énergie cinétique des paires de matérialisation entre le négaton et le positon :

$$\left\{ \begin{array}{l} v = (E_+ - m_e c^2)/k - 2m_e c^2 \end{array} \right\}.$$

b) La loi de distribution de l'énergie Q de la paire dans le système du centre de masse du négaton et du positon (cette énergie est liée au recul du noyau).

c) La relation entre l'angle de divergence ω et l'énergie totale.

Les histogrammes suivants (10 à 15) se rapportent à des paires d'électrons enregistrées sous terre et en altitude (envol de Cagliari, 1953). J'ai limité l'analyse aux énergies mesurables par diffusion coulombienne relative. Les erreurs statistiques sur les énergies individuelles sont, dans toutes les bandes d'énergie, inférieures à 30 p. 100.

CHAPITRE III

Triplets du rayonnement cosmique.

§ 1. — Section efficace théorique.

L'interaction directe d'une particule chargée relativiste avec le champ coulombien du noyau peut donner lieu à la création directe d'une paire négaton-positon (15). L'ensemble des trois particules :

primaire avant et après l'interaction,

paire e^+ , e^- ,

constitue un triplet ou trident (fig. 16).

(Ce terme est également appliqué à l'événement résultant de la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron. Dans toute notre étude nous envisageons exclusivement la création directe de paires par des particules chargées).

La création directe de paires peut être étudiée à partir de la méthode semi-classique de Williams-Weizsäcker (39).



Fig. 16.

Considérons une particule chargée de masse au repos M , d'énergie totale E , se déplaçant avec une vitesse voisine de celle de la lumière ($E/Mc^2 = \gamma \gg 1$). Le champ coulombien de cette particule est identifié à celui d'un flux de photons virtuels k ($k = h\nu$) et son interaction électromagnétique avec un noyau atomique au repos est équivalente à celle de ce flux de photons. Bohr, Williams et Weizsäcker ont calculé le spectre différentiel $N(k, E)dk$ des photons associés, soit :

$$N(k, E)dk = \frac{2\alpha}{\pi} (\text{Log } E/k - 0,38) \cdot dk/k,$$

α étant la constante de la structure fine.

Un des photons k peut être diffusé par la particule au repos et se trouver déplacé du spectre des photons virtuels de la particule relativiste, pour donner lieu à un processus de matérialisation en une paire négaton-positon dans le champ du noyau.

$$1^\circ \quad m_e c^2 \ll E_-, E_+ \ll m_e c^2 \gamma$$

E_- et E_+ : énergies totales du négaton et du positon. Les paires produites sont de faible énergie et le mouvement de la particule incidente peut être traité du point de vue classique, sa trajectoire n'étant pratiquement pas modifiée.

Dans ce cas Bhabha (15) a déterminé la section efficace de création directe de paires par une particule chargée relativiste :

$$\sigma_A = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137} \right)^2 \text{Log } {}^3\gamma.$$

$$2^\circ \quad m_e c^2 \gamma \ll E_-, E_+ \ll Mc^2 \gamma.$$

Les paires produites sont de grande énergie.

Supposons que le noyau heurté ne subisse qu'un faible recul. Le processus de matérialisation s'analyse dans le système opposé de Lorentz où la particule actuellement au repos M' est supposée en mouvement,

tandis que la particule relativiste M est supposée au repos, on considère alors le flux de photons virtuels h' de la particule M' et leur diffusion par la particule M . Après retransformation dans le système initial, les paires créées ont une énergie comparable à E .

Dans ce cas la section efficace est :

$$\sigma_B = \frac{1}{3\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137} \right)^2 \text{Log}^2 \gamma. \quad (1)$$

Dans les cas intermédiaires, où les particules M et M' subissent de grandes variations d'énergie, on peut obtenir une approximation suffisante en ajoutant les deux contributions A et B.

Nous remarquons que les sections efficaces σ_A et σ_B ne dépendent pas explicitement de la masse M de la particule incidente, mais uniquement de $\gamma = E/Mc^2$. Pour $\gamma = 1000$ (soit un méson μ de 100 BeV environ) $\sigma_A/\sigma_B = 100$. La contribution du processus B est donc théoriquement négligeable. Des méthodes d'intégration plus précises à partir de la section efficace différentielle de Bhabha ont permis à Block, King et Wada d'obtenir une expression plus exacte et plus générale de la section efficace, valable quelle que soit l'énergie $E_- + E_+ = W$ de la paire créée (16) soit :

$$\begin{aligned} \sigma_A = & \frac{28}{27\pi} \left(\frac{r_0 Z}{137} \right)^2 \left\{ \text{Log}^3 \gamma - \frac{44}{7} \text{Log}^2 \gamma \right. \\ & + \left(\frac{54}{7} + \frac{88}{7} \text{Log } 2 - 3 \text{Log}^2 2 \right) \text{Log } \gamma \\ & \left. - \frac{54}{7} - \frac{54}{7} \text{Log } 2 - \frac{44}{7} \text{Log}^2 2 + 2 \text{Log}^3 2 + \dots \right\} \end{aligned}$$

§ 2. — Triplets à primaire électronique.

La composante électronique, en équilibre avec le rayonnement pénétrant aux grandes profondeurs, apporte évidemment une contribution à la création directe de paires dans nos émulsions. Afin de préciser l'importance de cette contribution, j'ai d'abord étudié la section efficace de création de triplets par les électrons et le spectre d'énergie des paires ainsi créées.

Nous avons sélectionné dans des émulsions provenant de l'envol de Cagliari (juillet 1953) les triplets émis suivant une branche de paire d'électrons.

Le point d'émission de la paire sur la trajectoire incidente est observé au contraste de phase qui nous permet d'identifier avec plus de certitude un pseudo-triplet issu de la matérialisation d'un photon du rayonnement de freinage au voisinage immédiat de la trajectoire du primaire. Les 29 triplets retenus résultent d'une production directe de paires par un électron.

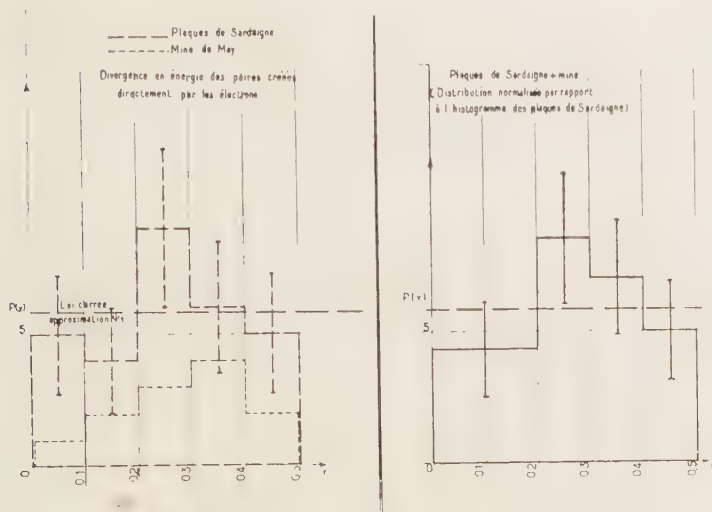


Fig. 17.

Connaissant avec certitude la nature du primaire, nous pouvons déterminer le libre parcours moyen de création de triplets par les électrons relativistes.



Fig. 18.

Notations :

E , énergie en MeV,

E_A, E_B désignent les énergies de la paire incidente,

E_1, E_2, E_A' , celles du triplet.

Nous avons calculé d'autre part :



Fig. 19.

1° les angles ω_1 et ω_2 que forment les électrons e_1 et e_2 du triplet avec l'électron primaire ;

2° la divergence énergétique des deux secondaires en fonction de leur énergie totale : $\nu = E_1/E_1 + E_2$ E_1 désigne l'énergie la plus faible ;

3° l'énergie Q des électrons e_1 et e_2 dans le système de leur centre de masse (suivant la notation du chapitre II).

L'histogramme 17 représente la loi de distribution de la divergence énergétique des deux secondaires.

L'histogramme 18 donne le spectre différentiel d'énergie des

paires d'électrons créées par un électron primaire (spectre intégral en $W=0,47\pm0,14$ de 0 à 200 MeV ; $W = E_1 + E_2$).

L'histogramme 19 est relatif au bilan Q.

Il est intéressant de remarquer que les histogrammes 17 et 19 ne diffèrent pas essentiellement des lois de distribution des paires de matérialisation des photons et sont conformes aux théories quantiques de Bethe-Heitler et Borsellino.

Remarques. — Une incertitude subsiste sur l'identification de la paire créée par rapport à la particule A' (primaire après la création de la paire). Nous avons choisi dans la collection des trois énergies mesurées par diffusion, les deux valeurs qui se rapprochent le plus de la relation angle-énergie, compte tenu de la fonction de divergence $\Phi(\alpha)$ donnée par Borsellino :

$$\omega_{E_1, E_2} \sim \frac{4mc^2}{k} : \Phi(\alpha).$$

§ 3. -- Section efficace de création de triplets par les électrons.

Nous avons réparti les 29 triplets émis suivant une branche de paire d'électrons et résultant d'une exploration systématique en deux bandes d'énergie :

1° de 0.8 à 10 BeV. — Les 19 triplets retenus dans ce domaine d'énergie se rapportent à une surface d'observation $S=600 \text{ cm}^2$. Pour estimer la longueur totale Y d'électrons de paires suivis dans S, nous avons mesuré directement toutes les longueurs et les énergies des électrons de paires repérés dans $s=30 \text{ cm}^2$. Les 120 électrons de paires situés dans la bande d'énergie de 0,8 à 10 BeV et observés dans s, ont une longueur $y=42,5 \text{ cm}$. Ils donnent lieu à l'émission de deux triplets.

Les 19 triplets correspondent ainsi à $20 \times 42,5$, soit $(850 \pm 80) \text{ cm}$.

L'erreur indiquée est due à l'extrapolation des mesures de longueurs.

La valeur vraie du libre parcours moyen (méthode du maximum de vraisemblance) est donnée par :

$$\bar{\lambda} = \frac{Y}{n} = 44,8 \pm 4,2 \text{ cm}.$$

La méthode des parcours potentiels de Annis, Cheston et Primakoff (7) que nous avons utilisée dans (5) donnerait :

$$\lambda \sim \bar{\lambda} + n^{-1} \sum_j^n X_j \cdot \left(\exp \frac{X_j}{\bar{\lambda}} - 1 \right)^{-1}$$

où X_j est la longueur observable relative au triplet j ; $X_j \gg \lambda$ est le parcours potentiel.

Pour $n > 8$, Block, King et Wada (16) utilisent la relation simplifiée :

$$\lambda \sim \bar{\lambda}(1 + 1.18n^{-1})$$

ce qui conduisait pour $n = 19$ à :

$$\lambda = (47,4 \pm 12,2) \text{ cm.}$$

En réalité cette méthode introduit une légère perturbation pour le dernier événement observé qui ne vérifie pas : $X_j \gg \lambda$, condition d'application de la formule d'Annis, Cheston et Primakoff. Il semble préférable de retenir la valeur du libre parcours moyen du maximum de vraisemblance identifié avec :

$$\bar{\lambda} = \frac{Y}{n} = \{ 44,8 \pm 4,2 \} \text{ cm.} \quad (3)$$

4,2 représente l'erreur d'extrapolation.

L'écart-type sur 44,8 est $44,8/\sqrt{19} = 10,25$, d'où :

$$\lambda = \{ 44,8 \pm 11,1 \} \text{ cm.}$$

En réalité, nous devons envisager la présence éventuelle parmi les 29 triplets analysés, de pseudo-triplets non résolubles, la conversion du photon de rayonnement de freinage s'effectuant à l'intérieur des limites de résolution spatiale (0,2 μ) ou de la dimension des grains de l'émulsion ($\sim 0,2 \mu$). Dans l'intervalle d'énergie envisagé, Block et King (17) ont démontré que 6 p. 100 des photons se matérialisent si près de la trajectoire incidente, qu'il est impossible de distinguer les pseudo-triplets ainsi créés des « tridents » issus d'une production directe dans le champ du noyau. La fréquence des pseudo-triplets non résolubles croît rapidement avec l'énergie de l'électron primaire et atteint 70 p. 100 au voisinage de 100 BeV. Elle affecte sérieusement les mesures de section efficace faites sur les « jets » (Kaplon et Koshiba) (34).

Fig. 20.

Pour l'ensemble du spectre (de 0,1 à 10 BeV) nous avons observé au total 82 pseudo-triplets résolubles pour (19 + 10) triplets. Nous adoptons la même définition que Block, King et Wada (16).

La distance latérale r de l'origine de la paire d'électrons à la trajectoire du primaire est inférieure à 20 microns. L'histogramme des valeurs de r est analogue à celui de Block, King et Wada et conduit au même pourcentage d'événements non résolubles. Les 21 triplets reçoivent ainsi une contribution probable de $82 \times 0,06 \sim 4,9$ pseudo-tri-

plets non discernables ; dans la bande d'énergie de 0,8 à 10 BeV le nombre probable de triplets vrais est donc :

$$n' = n \left\{ 1 - 0,06 \frac{82}{29} \right\} = 16$$

et :

$$\lambda' = \{ 53,1 \pm 13,6 \} \text{ cm.}$$

Cette valeur λ' correspond à une section efficace σ :

$$\sigma = \frac{1}{N\lambda'} = \{ 2,4 \pm 0,65 \} \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{noyau.}$$

$N = 8,17 \cdot 10^{22}$ atomes/cm² pour les émulsions Ilford G₅. L'énergie moyenne des primaires est : $\bar{E} \sim 3,5$ BeV.

La section efficace théorique correspondante de H. J. Bhabha (15), modifiée par Block, King et Wada est :

$$\sigma_{\text{Bh}} = 2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2, \text{ à } 3,5 \text{ BeV.}$$

2° **de 0,1 à 0,8 BeV.** — Nous avons observé $n = 10$ triplets pour une longueur totale d'électrons de paires : $Y = 3520 \pm 300$ cm, soit :

$$\lambda = \{ 352 \pm 30 \} \text{ cm,}$$

l'erreur indiquée étant l'erreur d'extrapolation ; l'écart-type pour $n = 10$ est 111,4 et :

$$\lambda = \{ 352 \pm 115 \} \text{ cm,}$$

la section efficace est donc :

$$\sigma = \frac{10^{-22}}{8,17 \times 352} = \{ 0,34 \pm 0,11 \} \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ par noyau}$$

pour une énergie moyenne des primaires de 250 MeV. Dans ce domaine d'énergie, la contribution des pseudo-triplets est plus faible et n'affecte pas les mesures.

La section théorique de Bhabha pour une énergie moyenne de l'électron primaire ~ 250 MeV est :

$$\sigma_{\text{Bh}} = 0,46 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ par noyau.}$$

Il est intéressant de comparer nos valeurs aux résultats expérimentaux de :

a) BLOCK, KING et WADA (16). — Soit $\sigma = 0,93 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ pour une énergie moyenne voisine de 0,4 BeV et 14 triplets créés suivant une branche de paire, dans des émulsions Ilford G₅ exposées à 95 000 pieds.

b) KAPLON ET KOSHIBA (34). — Les valeurs de Kaplon et Koshiba sont calculées à partir de triplets observés dans les « jets », soit pour des énergies moyennes primaires $\bar{E} \sim 3,5$ BeV :

$$\sigma = 9,75^{+4}_{-4,9} 10^{-25} \text{ cm}^2$$

et pour $\bar{E} \sim 4,2$ BeV :

$$\sigma = 7,87^{+4,4}_{-4,2} 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

L'ensemble de nos valeurs expérimentales et de celles de Block, King et Wada est conforme à la théorie de Bhabha modifiée. Les légères

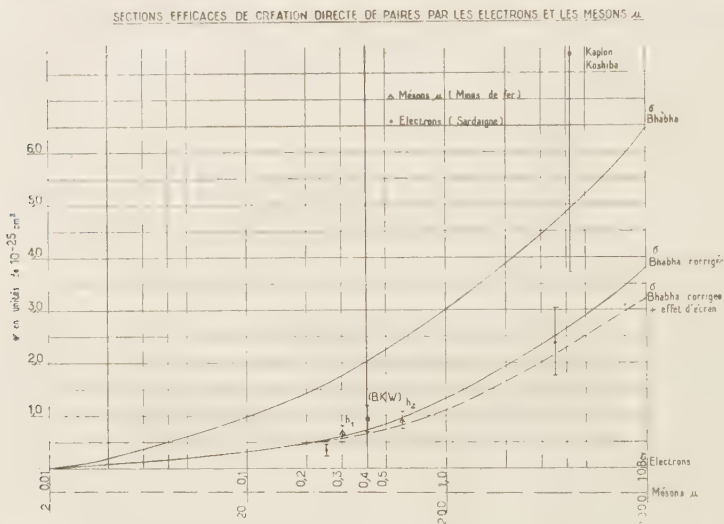


Fig. 21.

fluctuations par rapport aux lois théoriques s'expliquent par le fait que l'approximation de Born introduit une surestimation lorsque les paires créées sont de faible énergie (voir fig. 21).

Les valeurs de Kaplon et Koshiba introduisent une sérieuse difficulté quant à la validité des sections efficaces déduites des théories quantiques de Bethe-Heitler et Bhabha. Cette difficulté est mise en évidence par l'étude de Pinkau (37). Si la théorie quantique fait défaut dans ce domaine d'énergie, on devrait prévoir une réduction voisine de 1,5 pour la longueur de conversion des photons au-dessus de 10^3 - 10^4 MeV. L'estimation statistique de la longueur de conversion par Pinkau (à partir des cascades électromagnétiques dans les émulsions sans support) s'oppose à cette réduction et la valeur trouvée est conforme à la théorie quantique habituelle.

Nous pensons, suivant Block, King et Wada, que les valeurs de Kaplon et Koshiba peuvent être affectées d'une surestimation due :

— à la très grande difficulté de déceler l'influence des pseudo-triplets non résolubles dans le cas des « jets » ;

— à une sous-estimation éventuelle de l'énergie des « jets ».

Spectre intégral. — Nous avons déterminé le spectre intégral des paires d'électrons créées directement par des électrons cosmiques en grande altitude.

Pour les paires d'électrons enregistrées en grande altitude, le spectre intégral est de la forme :

$$W^{-0,47 \pm 0,14} \text{ de } 0 \text{ à } 200 \text{ MeV ;}$$

$$W^{-0,70 \pm 0,18} \text{ au-dessus de } 200 \text{ MeV.}$$

Ces deux spectres peuvent être comparés à la loi en $E_n^{-0,6}$ obtenue pour le spectre intégral des électrons en grande altitude par Carlson, Hooper et King (20).

§ 4. — Section efficace de création de triplets par les mésons μ aux grandes profondeurs.

Les histogrammes 22 et 23 relatifs à 30 triplets du niveau $h_1 = -300$ m d'eau (22) et à 31 triplets du niveau $h_2 = -580$ m d'eau (23) représentent la distribution des énergies totales $E_1 + E_2$ des

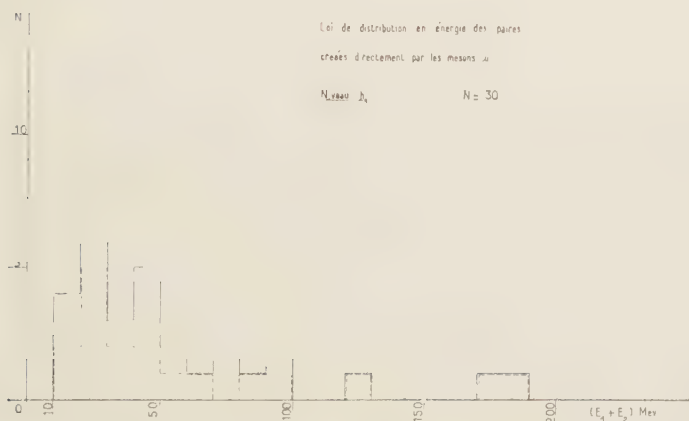


Fig. 22.

paires créées, mesurées par diffusion coulombienne multiple. Nous avons exclu de cette statistique 12 autres triplets relevés au cours du même dépouillement et dont le primaire, identifié par mesure de diffusion coulombienne, ou caractérisé par son origine (branche de paire) est un électron soit :

- 4 au niveau h_1 ;
- 8 au niveau h_2 .

La comparaison des histogrammes relatifs aux électrons et aux mésons μ (18, 22, 23) montre :

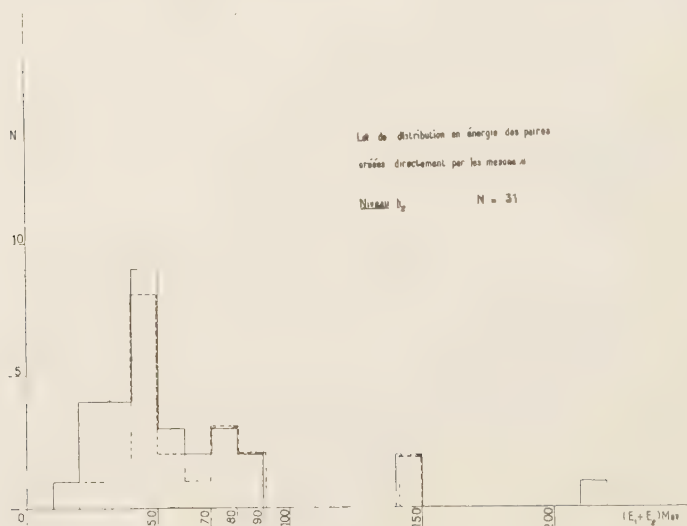


Fig. 23.

a) que les paires créées par les mésons μ sont concentrées dans la région de faible énergie, suivant les prévisions théoriques de Bhabha. ($\sigma_A/\sigma_B \sim 100$ pour des mésons μ de 100 BeV, cf. p. 38) ;

b) que le nombre probable de paires créées dans la bande d'énergie de 0 à 200 MeV par des électrons extrêmement relativistes non identifiables, en plus des 12 cas signalés précédemment, est très faible.

D'autre part, cinq exemples seulement de pseudo triplets ont été enregistrés, où la distance latérale r de l'origine de la paire à la trajectoire du primaire est d'ailleurs supérieure à 10 microns. La probabilité de conversion d'un photon au voisinage de la trajectoire du méson μ et à l'intérieur des limites de résolution spatiale du microscope (pseudo-triplets non résolubles) apparaît donc expérimentalement négligeable.

Les 30 triplets du niveau $h_1 = -300$ m d'eau correspondent à une longueur totale de mésons μ relativistes (y compris 5 p. 100 au maxi-

mun d'électrons, de protons et de mésons π relativistes non discernables) (8) :

$$\Sigma L = (5\,470 \pm 150) \text{ cm pour } S = 120 \text{ cm}^2$$

de surface d'émulsion dépouillée.

Le libre parcours moyen est :

$$\lambda = (182 \pm 33) \text{ cm d'émulsion } G_s$$

et la section efficace :

$$(\sigma_T)_\mu = (0,67 \pm 0,12) 10^{-25} \text{ cm}^2$$

par noyau d'émulsion.

L'erreur indiquée tient compte des fluctuations statistiques et de l'erreur d'extrapolation sur la longueur ΣL .

Nous avons effectivement mesuré le flux de mésons sur une surface $s = 2 \text{ cm}^2$:

$$(\Sigma L)_s = 91,2 \text{ cm (3)}.$$

De même au niveau $h_2 = -580 \text{ m d'eau}$, les 31 triplets sont relatifs à :

$$\Sigma L = (4\,375 \pm 125) \text{ cm pour } S = 500 \text{ cm}^2$$

d'où :

$$\lambda = (141 \pm 24) \text{ cm}$$

et :

$$(\sigma_T)_\mu = (0,86 \pm 0,16) 10^{-25} \text{ cm}^2$$

par noyau d'émulsion.

Les valeurs théoriques correspondantes sont, compte tenu des corrections d'ordre supérieur de Block, King et Wada (16) et du spectre d'énergie des mésons μ :

$$\text{à } -300 \text{ m d'eau : } \sigma = 0,60 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2,$$

$$\text{à } -580 \text{ m d'eau : } \sigma = 0,82 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

L'utilisation de l'approximation de Born doit introduire une surestimation de la section efficace théorique lorsque les paires créées sont de faible énergie.

La concordance des valeurs expérimentales et théoriques s'oppose seulement à ce que cette surestimation ait une grande amplitude, conformément aux prévisions théoriques de Davies, Bethe et Maximon (24).

Fowler et Peaslee (26) ont démontré que l'influence d'un moment magnétique anormal des mésons μ se traduirait par une section efficace anormale :

$$\sigma_\delta = \sigma_{\text{normal}} \times \frac{e^2 E}{Mc^2}$$

$$\left(\text{moment magnétique total : } \left\{ 1 + \delta \left\{ \frac{e\hbar}{2Mc} \right\} \right\} \right).$$

En principe la création de triplets est donc plus sensible à un moment magnétique anormal des mésons μ que la créations d'électrons de collision ou de rayonnement de freinage. Toutefois, nos valeurs expérimentales, bien que légèrement supérieures aux valeurs théoriques — elles-mêmes surestimées du fait de l'approximation de Born — ne permettent pas de conclure à l'évidence d'un moment magnétique anormal des mésons μ . Nos valeurs, comme celles de Goldsack et Kanngara (27), sont conformes à la théorie de Bethe-Heitler et Bhabha ; nous pouvons seulement dire, suivant la remarque de Fowler (26) qu'elles imposent $\delta \ll 1$.

§ 5. — Création directe de paires par les mésons μ .

Divergence énergétique.

Transferts d'impulsions.

L'accord des sections efficaces expérimentales et théoriques de créa-

tion directe de paires par les mésons μ est une illustration de la méthode semi-empirique de Williams-Weizsäcker. Nous avons vu en effet que le calcul de la section efficace de Bhabha repose sur l'identification du champ électromagnétique des mésons μ relativistes à un flux de photons virtuels. Une autre justification plus directe résulte de l'analyse des données expérimentales relatives à la divergence énergétique ν des deux branches E_1, E_2 des paires créées directement par les mésons μ sous terre et aux énergies Q (fig. 19 et 24).

Les deux histogrammes conduisent à des résultats qui ne s'écartent pas essentiellement des lois de distribution trouvées par les paires de matérialisation de



Fig. 24.

photons dans la même bande d'énergie (au-dessous de 300 MeV). Les déformations observées :

— excès de paires au voisinage de l'équipartition ;

— excès de paires à faible transfert Q , sont analogues à celles qui ont été mises en valeur pour les photons réels.

L'analogie de ces lois de distribution montre directement que le champ électromagnétique des mésons μ est bien équivalent à un flux de photons virtuels et que ce flux de photons virtuels se comporte, dans le champ du noyau atomique, comme un flux de photons réels (35).

Note. — La discontinuité que nous avons indiquée dans la distribution en ν et l'absence de pseudo-triplets, signifient qu'il s'agit bien, dans les phénomènes décrits comme triplets, d'une création directe dans le champ du noyau, et non de la conversion au voisinage de la trajectoire, de photons de rayonnement de freinage.

CONCLUSION

Nos résultats font apparaître dans leur ensemble une augmentation de la proportion ($N_{e^+}N_{\mu^-}$, N_{e^-} , N_{μ^-}) de la composante électromagnétique sous terre, augmentation due surtout à une contribution de plus en plus importante du rayonnement de freinage et de la création directe de paires, tandis que la création d'électrons de collision présente un effet de saturation à partir de $h_1 = 300$ m d'eau.

Nous avons également noté un durcissement progressif du spectre d'énergie de la composante électronique pour un même domaine d'angle zénithal.

Ces deux considérations seront importantes en vue d'une étude ultérieure du spectre des mésons μ aux très grandes énergies.

La connaissance du flux et du spectre de photons permet d'estimer leur contribution à la génération d'étoiles à primaire neutre (7), (8).

Les sections efficaces expérimentales sont conformes aux théories quantiques pour une particule de spin $1/2$ et de moment magnétique normal, dans la limite de la précision statistique. Les données quantitatives rassemblées au chapitre III sur les lois de répartition des paires négaton-positon créées directement par les mésons μ , apportent une nouvelle justification de la méthode de Williams-Weizsäcker.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) M. ANNIS, W. CHESTON et H. PRIMAKOFF. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 818.
- (2) L. AVAN. — Thèse de Doctorat ès Sciences, Université de Caen, 1955, *Annales de Physique*.
- (3) L. et M. AVAN. — *Comptes Rendus à l'Académie des Sciences*, 1955, **241**, 1122.

- 4 M. et L. AVAN. — *Journ. Phys. Rad.*, 1955.
- 5 M. et L. AVAN. — *Comptes Rendus*, 1954, **239**, 1372; 1955, **241**, 1284.
- 6 M. et L. AVAN. — *Comptes Rendus*, 1956, **243**, 38.
- 7 M. et L. AVAN. — *Comptes Rendus*, 1957, **244**, 450.
- 8 M. et L. AVAN. — *Comptes Rendus*, 1957, **244**, 589.
- 9 C. BARONI, G. CORTINI, A. MILONE, L. SCARSI et G. VANDERHAEGHE. — *Il Nuovo Cimento*, 1953, **10**, 1653.
- 10 P. H. BARRETT, L. M. BOLLINGER, G. COGCONI, Y. EISENBERG et K. GREISEN. — *Rev. Mod. Phys.*, 1952, **24**, 133.
- 11 A. BERTHELOT. — *Rayonnements de particules atomiques*, 1956, Masson et C^e, Paris.
- 12 H. A. BETHE et W. HEITLER. — The Quantum Theory of Radiation, *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **146 A**, 83.
- 13 H. A. BETHE et MAXIMON. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 768.
- 14 H. J. BHABHA, H. S. W. MASSEY et CORBEN. — *Proc. Roy. Soc.*, 1938 **164 A**, 257; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1939, **35**, 84.
- 15 H. J. BHABHA. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **152 A**, 559.
- 16 M. M. BLOCK, D. T. KING et W. W. WADA. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1627.
- 17 M. M. BLOCK, D. T. KING. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 171; 1954, **95**, 648.
- 18 BORSELLINO. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1023.
- 19 H. S. BRIDGE et B. ROSSI. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 104.
- 20 A. G. CARLSON, J. E. HOOPER et D. T. KING. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
- 21 CHOU. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 473.
- 22 R. F. CHRISTY et S. KUSAKA. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 405.
- 23 M. COSYNS et G. VANDERHAEGHE. — *Bulletin U. L. B.*, 1952.
- 24 H. DAVIES, H. A. BETHE et L. C. MAXIMON. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 788.
- 25 H. VON EULER et W. HEISENBERG. — *Erg. der Ex. Natur.*, 1938, **17**, 1.
E. P. GEORGE. — *Progress in Cosmic Rays*, 1952, **1**, 952.
- 26 P. H. FOWLER. — *Nuclear Physics*, 1956.
- 27 S. J. GOLDSACK, M. L. T. KANNAGARA et M. ŽIVKOVIC. — *Phil. Mag.*, 1953, **355**, 797.
- 28 U. HABER-SCHAIN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 1199.
- 29 HAZEN. — *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 74.
- 30 HAZEN. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 145.
- 31 W. HEISENBERG. — *Kosmische Strahlung* (Berlin), 1953, 231.
- 32 K. HINTERMANN. — *Helv. Phys. Acta*, 1954, **27**, 125.
- 33 M. L. T. KANNAGARA et M. ŽIVKOVIC. — *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 1091.
- 34 M. F. KAPLON et M. KOSHIBA. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 327.
- 35 D. KESSLER et P. KESSLER. — *Comptes Rendus*, 1956, **242**, 3045.
- 36 MESSEL. — *Nuclear Physics*, 1956.
- 37 K. PINKAU. — *Il Nuovo Cimento*, 1956, **5**, 1157.
- 38 B. ROSSI et K. GREISEN. — *Rev. Mod. Phys.*, 1941.
- 39 E. J. WILLIAMS et C. V. WEIZSÄCKEL. — *Zeit. Phys.* 1934, **88**, 612.

TABLEAU FINAL I

Niveau	Surface explorée	Nombre total de mésons μ : N_{μ} Longueur totale L_{μ}	Bande d'énergie des secondaires (MeV)	ELECTRONS DE COLLISION							
				Nombre d'événements $N_{k\pm}$	Libre parcours $\lambda_{\pm}$ cm	Section eff σ_{exp} (10^{-26} cm ²)	Section eff d'interaction $\sigma_{\text{théor}}$ (10^{-26} cm ²)	Exposant du spectre intégral $\times$ exp	α théor	Loi de distribution $\times$ exp	
$h_{\pm} = 300^m$	120 cm ² (H)	$N_{\mu} :$ 84000 ± 2500 $L_{\mu} :$ (5470 ± 150) cm	10 _— ∞								
			20 _— ∞	98	56 ± 56	175 ± 17	133				
			30 _— ∞								
			50 _— ∞	32 (+88)	171 ± 31	57 ± 10	56	$126 \pm 0,11$	1,13	$1,30 \pm 0,30$ (mésons μ) ($1,23 \pm 0,10$)	
			100 _— ∞	12	456 ± 130	22 ± 6	52				
$h_{\pm} = 580^m$	500 cm ² (V)	$N_{\mu} :$ 230000 ± 2500 $L_{\mu} :$ (4375 ± 125) cm	10 _— ∞								
			20 _— ∞	91	48 ± 5	200 ± 21	135				
			30 _— ∞								
			50 _— ∞	36 (+54)	121 ± 21	81 ± 14	59	$115 \pm 0,12$	1,08	$1,42 \pm 0,36$ (mésons μ) ($1,209 \pm 0,2$)	
			100 _— ∞	19	230 ± 54	42 ± 10	35				
$h_{\pm} = 1280^m$	400 cm ² (H)	$N_{\mu} :$ 4900 ± 250 $L_{\mu} :$ (310 ± 15) cm	10 _— ∞								
			20 _— ∞	10	31 ± 10	316 ± 96	140				
			30 _— ∞								
			50 _— ∞								
			100 _— ∞							(mésons μ) ($263 \pm 0,22$)	
Comparaisons			10 _— ∞	Kannengere Zirkon							
			20 _— ∞	$\{h = 60^m\}$							
			30 _— ∞								
			50 _— ∞	54	234 ± 32	43 ± 6	50	$\sim 1,50$	$\sim 1,50$		
			100 _— ∞	27	450 ± 100	22 ± 4	184				
			150 _— ∞								

TABLEAU FINAL II

TRIPLETS					PHOTONS						
Nombre d'événements N_{γ}	Libre parcours λ cm	σ exp 10^{23} cm ² /noyau	σ théor 10^{23} cm ² /noyau	Spectre intégral	Nombre de paires	Nombre de photons par dm ²	$\{N_{\gamma}/N_{\alpha}\}\%$	Intensité intégrale Q cm ⁻² sec ⁻¹	Spectre intégral $\propto$ exp	Loi de distribution en θ $\sim 1/\cos^2 \theta$	Intensité verticale / cm ² / sec / ster. 10^3
30	182 ± 33	0,67 ± 0,12	0,60								
26					67	6900 ± 800	9,8 ± 1,2	65 ± 08 10 ⁶			3,64 ± 0,45
18	288 ± 65	0,42 ± 0,10			48	4350 ± 600	6,2 ± 0,9	41 ± 0,6 10 ⁶	1,27 ± 0,18		152 ± 0,4 32,30 ± 0,34
11	497 ± 150	0,25 ± 0,07		1,66 ± 0,42	28	2300 ± 400	3,3 ± 0,6	3,2 ± 0,4 10 ⁶			1,23 ± 0,22
3	~ 1800	~ 0,07			8		0,8 ± 0,3				
31	141 ± 24	0,86 ± 0,16	0,82								
30					37	870 ± 150	14,5 ± 2,4	80 ± 13 10 ⁷			0,89 ± 0,14
26	168 ± 33	0,73 ± 0,14			27	600 ± 100	10,0 ± 1,9	56 ± 11 10 ⁷	1,06 ± 0,20	1,72 ± 0,62	0,63 ± 0,10
13	336 ± 93	0,36 ± 0,10		1,88 ± 0,43	16	320 ± 80	5,3 ± 1,3	30 ± 0,7 10 ⁷			0,34 ± 0,08
3	~ 1450	~ 0,08			5		1,6 ± 0,7				
1					9	280 ± 90	2,2 ± 0,8	2,6 ± 0,9 10 ⁷			0,14 ± 0,05
de 100 ± 600 Mev	Triplets à primaire électronique				Hintermann						
10	352 ± 115	0,34 ± 0,11	0,46		M ⁺ ROSE + 4550 m.			3 10 ⁻²	1,36 ± 0,10	~ 3,5	
de 800 ± 1000 Mev	53,1 ± 13,6	2,4 ± 0,65	2		Baron Vanderhaeghe			(176 ± 0,12) 10 ²		~ 3,5 ± 0,5	
					Pic du midi + 2890 m						
					Chou et Schem	Colorado (Sicofalium)			1,85 (de 13,10 Mev)		

TABLEAU FINAL IV

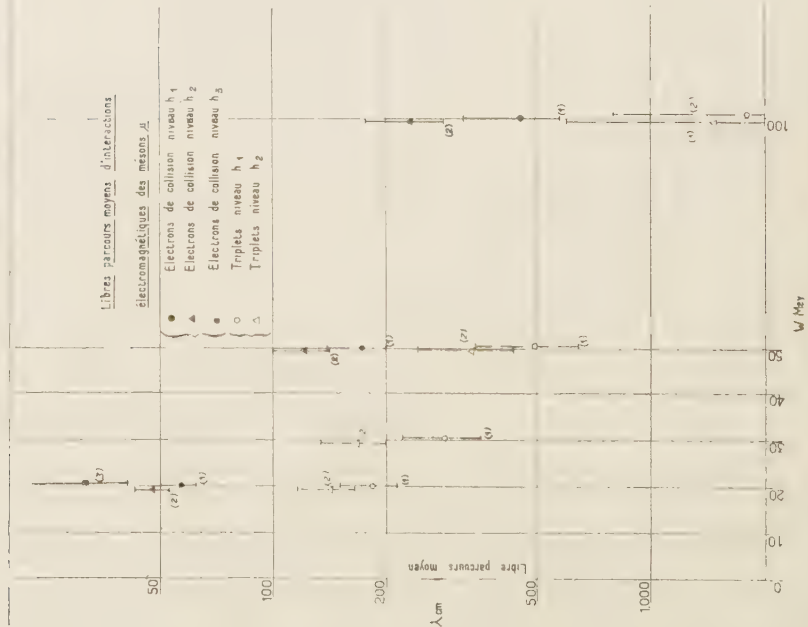


TABLEAU FINAL V

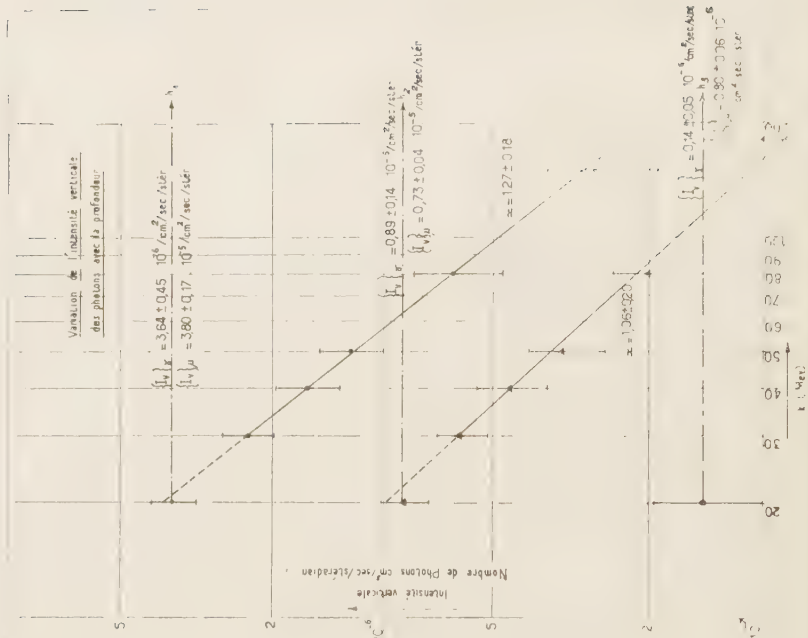


TABLE DES MATIÈRES

	Pages
CHAPITRE PREMIER. — <i>Création d'électrons de collision par les mésons μ sous terre</i>	2
§ 1. Introduction. Lois de conservation.....	2
§ 2. Section efficace théorique	3
§ 3. Valeur expérimentale de la section efficace.....	5
§ 4. Électrons isolés. Détermination du spectre différentiel théorique	9
§ 5. Étude expérimentale des électrons isolés. Méthode d'analyse	12
§ 6. Influence des mesures de diffusion sur le spectre.....	16
§ 7. Spectre expérimental des électrons isolés aux trois profondeurs h_1 , h_2 , h_3 . Relation avec l'angle zénithal.....	19
§ 8. Spectre intégral et distribution angulaire des électrons de collision créés dans les émulsions.....	23
CHAPITRE II. — <i>Paires d'électrons</i>	25
§ 1. Étude théorique : radiation de freinage des mésons μ ..	25
§ 2. Matérialisation des photons	26
§ 3. Détermination du flux de photons en équilibre avec la composante pénétrante aux profondeurs h_1 et h_2 . Spectre intégral des photons	28
CHAPITRE III. — <i>Triplets du rayonnement cosmique</i>	36
§ 1. Section efficace théorique	36
§ 2. Triplets à primaire électronique	38
§ 3. Section efficace de création de triplets par les électrons du rayonnement cosmique	41
Spectre intégral	45
§ 4. Section efficace de création de triplets par les mésons μ aux grandes profondeurs	45
§ 5. Divergence énergétique des deux branches de la paire créée	48
CONCLUSION. — <i>Tableau récapitulatif</i>	49
BIBLIOGRAPHIE	50

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Statistiques quantiques.
L'atome de Thomas-Fermi.

VU :

Le Président de la Thèse,
M. SCHERER.

VU :

Pour le Doyen, l'Assesseur,
LOZACH.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Caen, le 12 octobre 1956.

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,
P. DAURE.

